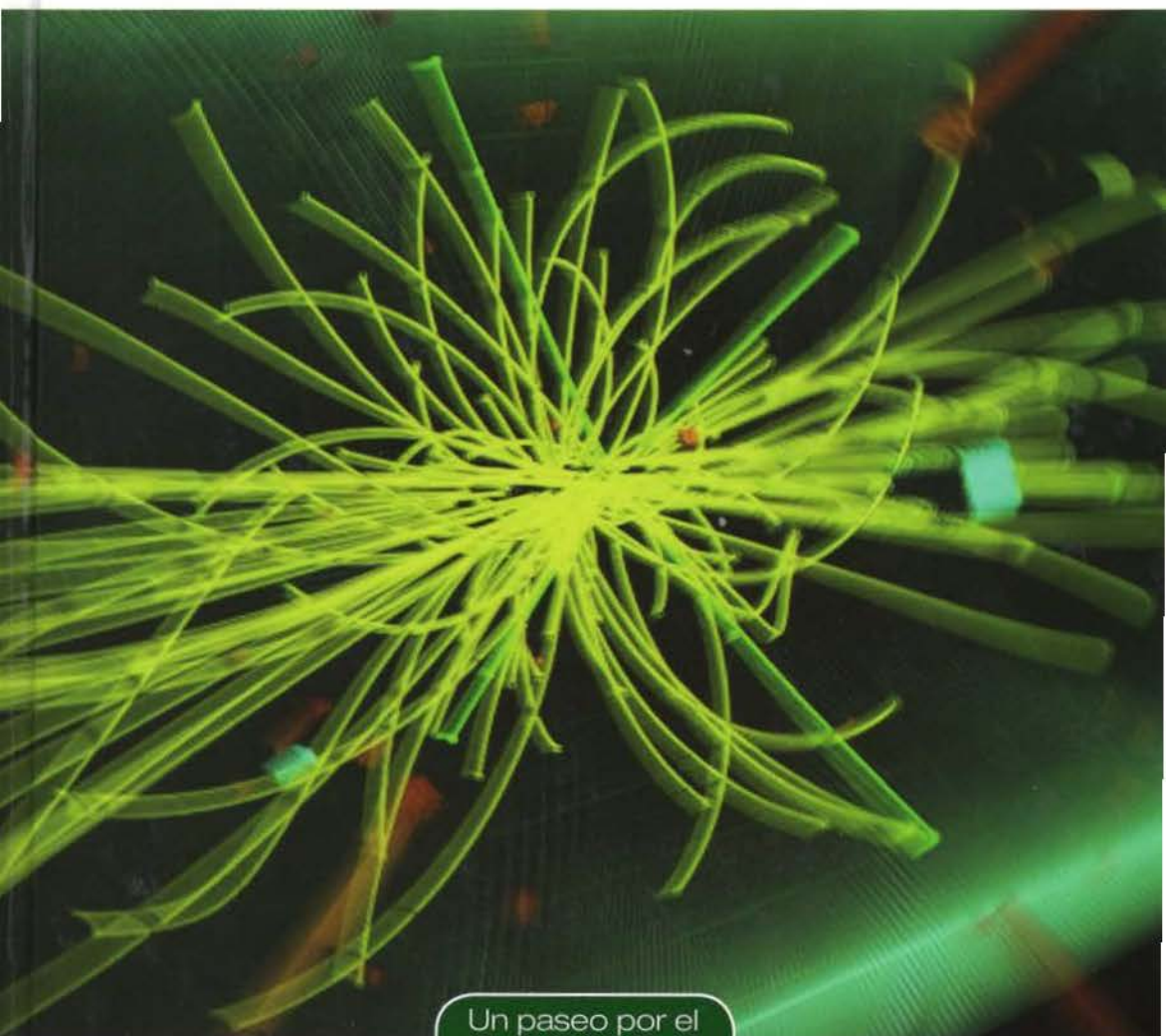


El bosón de Higgs

Los secretos de la
partícula divina



Un paseo por el
COSMOS

El bosón de Higgs

Los secretos de la
partícula divina

RBA

Imagen de cubierta: Recreación artística de los efectos de una colisión de partículas a altísimas velocidades como las que se orquestaron en el LHC con el objetivo de detectar el bosón de Higgs.

DIGITALIZADO POR

QS® Colecciones

Dirección científica de la colección: Manuel Lozano Leyva

© David Blanco Laserna por el texto

© RBA Contenidos Editoriales y Audiovisuales, S.A.U.

© 2015, RBA Coleccionables, S.A.

Realización: EDITEC

Diseño cubierta: Llorenç Martí

Diseño interior: tactilestudio

Infografías: Joan Pejoan

Fotografías: Associated Press: 127; CERN: portada, 87a, 87b, 145;
Peter Macdiarmid/Getty Images: 157b; NASA, ESA, J. Clarke
(Universidad de Boston) y Z. Levay (STScI): 26-27; Science Photo
Library/Age Fotostock: 123, 154-155, 157a.

Reservados todos los derechos. Ninguna parte de
esta publicación puede ser reproducida, almacenada
o transmitida por ningún medio sin permiso del editor.

ISBN: 978-84-473-8303-0

Depósito legal: B-16875-2015

Impreso y encuadernado en Rodesa, Villatuerta (Navarra)

Impreso en España - *Printed in Spain*

SUMARIO



INTRODUCCIÓN 7

CAPÍTULO 1 Campos cuánticos 13

CAPÍTULO 2 El campo de Higgs entra en escena 55

CAPÍTULO 3 El enigma de la masa 95

CAPÍTULO 4 Nacido el 4 de julio 129

LECTURAS RECOMENDADAS 161

ÍNDICE 163

INTRODUCCIÓN

Nuestro viaje comienza en el interior de una botella de metal, pintada de rojo, situada en las afueras de la ciudad de Ginebra, en algún punto muy próximo a la frontera franco-suiza. Su contenido no podría resultar más vulgar a primera vista. Literalmente: consiste en hidrógeno gaseoso. Es el elemento químico más sencillo y abundante del universo. El más ligero también. Inodoro, insípido, invisible... A pesar de su carácter anodino, los átomos de hidrógeno que rebotan frenéticamente en el interior de esta botella están a punto de recrear, en un microteatro infinitesimal, los primeros instantes del universo.

Los preparativos se inician en una pequeña cámara, donde un campo eléctrico los despoja de sus electrones. Así, cada átomo de hidrógeno queda reducido a su mínima expresión, el núcleo atómico más simple: un protón. Su carga eléctrica positiva los hace sensibles a la fuerza electromagnética, que los someterá a los dictados del acelerador de partículas más potente del planeta. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) parece construido a golpe de hipérboles y bajo el lema olímpico *citius, altius, fortius*: «más rápido, más alto, más fuerte». Puesto en pie, como una rueda de carro, su diámetro de más de ocho kilómetros se

alzaría hasta la cumbre del Everest. De esta máquina superlativa se ha dicho con razón que es la más compleja que han construido los seres humanos y que sirve al experimento más difícil ensayado sobre la Tierra. O, mejor dicho, bajo su superficie, ya que sus detectores y gran parte de sus instalaciones se alojan en cavernas subterráneas, tan vastas que en ellas podrían acomodarse las naves y torres de una catedral gótica. A pesar de sus dimensiones, no hay nada tosco en el LHC, una herramienta hipersensible, que acusa el influjo de la Luna o la sacudida de un terremoto en las antípodas. Se trata de una sonda diseñada para escrutar el espacio con una resolución de una milmillonésima de milmillonésima de metro, una escala a la que un grano de arena se antojaría del grosor de la Vía Láctea.

El anillo del LHC alberga dos conductos circulares dispuestos en paralelo. Los protones penetran en ellos dividiéndose en dos haces y los recorren en sentidos opuestos. Allí rozan la velocidad de la luz y completan más de once mil vueltas en un segundo. Un protón que escapase del acelerador llegaría hasta Júpiter en poco más de media hora (un avión comercial invertiría casi un siglo en hacer el mismo trayecto). El destino de los haces que recorren el anillo es una colisión frontal. En el momento de chocar, los protones experimentan un atisbo de cómo era el universo una billonésima de segundo después del Big Bang. A una temperatura de diez mil billones de grados, los quarks y gluones disfrutaban de una efímera libertad, antes de que la interacción fuerte los confine de nuevo dentro de partículas más complejas, como el protón o el neutrón. Joseph Incandela, portavoz de uno de los experimentos del LHC, compara la hazaña de lograr un blanco en el acelerador con «disparar dos agujas de punto desde extremos opuestos del Atlántico y lograr que choquen a mitad de camino». ¿Cuál es el propósito de esta formidable exhibición de virtuosismo tecnológico?

Se puede considerar el LHC como la versión moderna del crisol de los alquimistas. En sus entrañas, la relatividad y la mecánica cuántica facilitan transmutaciones que, por comparación, hacen que la legendaria conversión del plomo en oro parezca un juego de niños. A partir de la energía que la colisión entre

protones focaliza en un punto, quizá acuñe partículas de materia oscura, o partículas supersimétricas, o quizá ponga de manifiesto nuevas interacciones fundamentales o exponga dimensiones ocultas. O quizá no se concrete ninguna de estas posibilidades y afloren fenómenos imprevistos, que desafíen nuestra comprensión de los estratos más profundos de la naturaleza.

Antes de internarse en *terra ignota*, el primer cometido del LHC fue confirmar una predicción hecha hace más de medio siglo: la existencia de una partícula singular, distinta a todas las demás conocidas. La entrevió por primera vez el físico británico Peter Higgs en 1964. Poco podía imaginar que las ecuaciones que apuntaba entonces en hojas sueltas de papel, o en la superficie de una pizarra, conjurarían una partícula hipotética que, décadas después, desataría una cacería experimental en la que se implicarían millares de físicos e ingenieros. Tom Siegfried, antiguo redactor jefe de la revista *Science News*, resumía así su importancia: «Durante más de tres décadas, el Higgs ha supuesto para los físicos lo mismo que el Santo Grial para el rey Arturo, la fuente de la eterna juventud para Ponce de León o Moby Dick para el capitán Ahab. Ha sido una obsesión, una fijación, el apego a una idea de cuya verdad no dudaba casi ningún experto».

Existen dos tipos de experimentos revolucionarios, los que demuestran teorías en las que casi nadie cree y los que refutan verdades que la mayoría daba por sentadas. «Si no se observa nada», opinaba John Ellis, uno de los popes de la física de altas energías, «en cierto sentido, querrá decir que los teóricos nos hemos pasado los últimos treinta y cinco años soltando chorradas». Stephen Hawking apostó cien dólares a que no se descubriría la partícula de Higgs. A su juicio, la física sería mucho más interesante sin ella. ¿Lograrían atraparla los detectores del LHC? ¿Sería un mito inalcanzable o una tangible, aunque elusiva, ballena blanca?

El llamado mecanismo de Higgs se introdujo a mediados de la década de 1960 por razones técnicas, para reparar una avería en el modelo estándar, un sofisticado entramado teórico que explica con un detalle asombroso el comportamiento de tres de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza, el electromagnetismo, la interacción débil y la interacción fuerte. La primera piedra del

modelo se colocó poco después de concluida la Segunda Guerra Mundial. Ironías del destino, fue obra de dos estadounidenses y un japonés: Richard Feynman, Julian Schwinger y Sin-Itiro Tomonaga. De manera independiente, concibieron la electrodinámica cuántica (EDC), que describe con un lenguaje cuántico y relativista las interacciones entre la luz y cualquier partícula con carga eléctrica. Richard Feynman la denominó «la joya de la física» por la precisión casi sobrenatural de sus predicciones.

Los físicos teóricos intentaron repetir su rotundo éxito. Para ello diseccionaron la EDC y creyeron identificar el secreto de su mecánica en un grupo de simetrías matemáticas, que parecían dictar la forma de sus ecuaciones. Al trasplantar el mismo principio de diseño a las enigmáticas fuerzas que gobernaban el núcleo de los átomos, obtuvieron teorías elegantes y sugestivas, pero que se despegaban por completo de la realidad. Las ecuaciones dibujaban un universo utópico, donde todas las partículas elementales carecían de masa, como los fotones, y viajaban a la velocidad de la luz. El mundo material, tal como lo conocemos, con su jerarquía estructural de átomos, moléculas, cristales o células, resultaba inviable. No existía ningún soporte sobre el que se asentara la vida.

El mecanismo de Higgs se proyectó como una extensión del modelo estándar, que anclaba la teoría a la realidad observada. Al introducir una nueva partícula (en realidad, como veremos, un nuevo campo cuántico), se subvertían las reglas del juego y emergían las partículas masivas conocidas. La mayoría de los físicos aceptó lo evidente: el mecanismo funcionaba sobre el papel, pero algunos lo tacharon de mero artificio matemático, porque no parecía derivarse de la lógica interna del modelo estándar. Para zanjar la cuestión, tanto los partidarios como los detractores de la idea se sometieron al dictamen de la naturaleza, que debía pronunciarse a través de experimentos. Si el mecanismo operaba de verdad en el ámbito subatómico, tenía que dejar un rastro: la partícula de Higgs.

A mediados de la década de 1980, después de una espectacular sucesión de hitos experimentales que coronaron al modelo estándar como el oráculo que nunca se equivocaba, el Higgs entró en la

agenda de los mayores aceleradores del mundo. Tanto el LEP del CERN como el Tevatrón del Fermilab estadounidense se apuntaron a la caza mayor del Higgs. La partícula eludió con tenacidad todas las batidas organizadas durante más de una década. De existir, había que invertir más energía para materializarla. En diciembre de 1994 el Consejo del CERN dio luz verde a la construcción del LHC. Una obra faraónica sin el respaldo autoritario de ningún faraón, puesta en pie gracias a la cooperación internacional de setenta países y al esfuerzo de diez mil ingenieros y científicos.

El esperado anuncio se produjo por fin el 4 de julio de 2012: después de más de mil billones de colisiones, el LHC había registrado la actividad de una partícula desconocida. Dentro del grado de precisión alcanzado, resultaba indistinguible del Higgs del modelo estándar. El júbilo que desbordó el auditorio del CERN pronto se contagió al resto de la comunidad de físicos. Fuera de este exclusivo círculo de iniciados, los curiosos se hallaron en la situación de quien, paseando por la calle, se siente atraído por la música, las luces y las risas de una fiesta y, al querer unirse a la diversión, tropieza con un portero que le corta el paso de malos modos. En este caso, la barrera es conceptual. Con el paso del tiempo, la física teórica se ha ido remontando hasta alturas cada vez más enrarecidas. De la teoría de la relatividad se dijo en su día, sin ningún fundamento, que solo podían entenderla tres personas en el mundo. La mecánica cuántica redujo ese número drásticamente a cero. Al menos, si definimos «entender» un fenómeno como interpretarlo estableciendo equivalencias con experiencias de la vida cotidiana.

Se han urdido toda clase de analogías para explicar al común de los mortales qué demonios es el campo de Higgs. Todas ellas encierran un innegable elemento de verdad y, al mismo tiempo, son absolutamente falsas. La culpa no la tienen las analogías, sino los hilos conceptuales que arman el modelo estándar: los campos cuánticos. Cuando los físicos hablan de partículas, como un electrón o un bosón de Higgs, en realidad se refieren a fenómenos que acontecen en el seno de los campos. Estas criaturas físico-matemáticas son hijas de la relatividad especial y de la mecánica cuántica y su naturaleza híbrida desafía cualquier poder de vi-

sualización. Con todo, en su origen los campos no mostraban un rostro tan hermético. En el primer capítulo del libro partiremos de los campos clásicos, mucho más intuitivos, para luego forzar a cámara lenta su metamorfosis cuántica. En el segundo, contaremos cómo, una vez cuantizados, tomaron la física teórica al asalto, durante la revolución de la EDC. El curso inesperado que siguieron los esfuerzos por extender su exitoso modelo al resto de fuerzas fundamentales nos conducirá a un callejón sin salida. Momento en el que el campo de Higgs hará acto de presencia.

En el tercer capítulo nos detendremos en el mecanismo de Higgs, que no tiene las mismas implicaciones para las partículas elementales que para la materia ordinaria. La mayor parte de nuestra masa no se debe al Higgs, sino al pandemónium energético que reina en el interior de neutrones y protones. Dedicaremos el cuarto capítulo a examinar por qué los físicos creen en este microcosmos tan ajeno y desconcertante, dominado por campos cuánticos, que han concebido no por capricho sino por necesidad, después de descartar alternativas mucho más agradables a la intuición. La historia del campo de Higgs es la historia del modelo estándar y esta teoría se ha escrito tanto en las pizarras como en los laboratorios; en particular, en los aceleradores de partículas. Trataremos de comprender qué es exactamente lo que han querido buscar (o refutar) los físicos experimentales, cómo lo han hecho y qué han averiguado.

Sin duda, el LHC ha cumplido las expectativas depositadas en él. Ha encontrado lo que se esperaba que encontrase. ¿Hallará lo inesperado? Poco después del anuncio del 4 de julio, uno de los arquitectos del modelo estándar, Steven Weinberg, expresaba una cierta inquietud acerca del futuro: «Tuve una pesadilla en la que el CERN descubría el Higgs y después nada más. Por satisfactorio que resulte descubrir la partícula de Higgs, no proporciona ninguna pista acerca de cómo ir más allá del modelo estándar». El punto de llegada se ha convertido en un nuevo punto de partida. La exploración está lejos de concluir.

Campos cuánticos

Los campos cuánticos son los hilos que conforman el tejido del modelo estándar, una teoría que abarca la mayoría de los fenómenos conocidos. El modelo estándar supone la última etapa de una búsqueda obstinada. A lo largo del camino, los científicos se han visto obligados a abandonar todas sus intuiciones acerca de la estructura última de la materia.

¿Qué leyes ordenan los fenómenos que observamos en la naturaleza? ¿De qué se compone la materia? ¿De qué modo ejercen su influencia unos cuerpos sobre otros? El punto de partida para responder a estas preguntas está en la información que recibimos a través de los sentidos, sin ayuda de aparatos que extiendan su alcance. Al procesar nuestras impresiones, descubrimos que la naturaleza no se asemeja a un reloj transparente, que expone su mecanismo a la mirada de los curiosos. Vemos caer una gota de lluvia o una roca que rueda pendiente abajo, pero no resulta en absoluto evidente identificar a los responsables de su movimiento. Para abordar el problema, no queda más remedio que añadir a las observaciones una pizca de especulación, más o menos afortunada, más o menos fantasiosa, sobre cómo son y cómo funcionan los engranajes ocultos de la naturaleza.

Para Aristóteles los objetos caen porque buscan su lugar natural: el centro de la Tierra. La misma superficie del suelo, donde se asientan, levanta una barrera que les impide llegar a su destino. Si horadásemos un túnel, seguirían cayendo hasta alcanzarlo. Cuando arrojamamos una piedra hacia lo alto, la forzamos a alejarse más todavía del centro, pero esta injerencia pronto ago-

ta su empuje y se impone la tendencia natural que la devuelve al suelo. En la trayectoria de un proyectil, Aristóteles no apreciaba una parábola, sino dos líneas rectas: una diagonal ascendente, impuesta al cuerpo, interrumpida por una vertical, espontánea, descendente. Estos errores de apreciación no son raros en él. Aristóteles sostenía que la boca de las mujeres encierra menos dientes que la de los hombres. Inexactitudes al margen, su descripción ya combina observaciones con la presunción de una mecánica oculta. Desde los tiempos del Estagirita se puede decir que los científicos han seguido contemplando caer las mismas piedras, pero han entrevisto engranajes muy diversos, de creciente sofisticación, detrás de su movimiento.

El juego de interpretar los fenómenos experimentó un progreso sustancial cuando el ingrediente especulativo se fundó en la lógica matemática y en una observación rigurosa. No obstante, las matemáticas moran en un ámbito abstracto y antes de ejercer de oráculos en el mundo real necesitan encarnarse en un modelo físico. El impulso que recibió la ciencia en el siglo XVII permitió sustituir la tendencia natural de Aristóteles por argumentos más elaborados. La experiencia cotidiana enseña cómo los cuerpos se afectan unos a otros mediante una vía nada metafísica: el contacto directo. Una brizna de polen se ve forzada a trazar un círculo en un remolino de viento. Una pelota vuela de una esquina a otra del campo de juego a base de sucesivos golpes. Parecía razonable que los modelos físicos se animaran con estos mecanismos tan familiares. Así prosperaron los intentos de reducir la gravedad a la acción de un fluido invisible, cuyas corrientes y remolinos arrastraban los planetas, o al bombardeo de un enjambre de partículas diminutas, que los desviaban de sus trayectorias cerrándolas en órbitas. En ambos casos se recurría a un agente invisible, pero corpóreo, es decir, constituido por materia, aunque esta fuera de una naturaleza tan exótica como se quisiera.

Admitir que cada elemento de materia influye en su entorno por contacto, implica que los cambios operan de manera gradual, se comunican en cadena, de un punto del espacio a otro contiguo, como el impulso que recorre una hilera de fichas de

dominó. La última no conoce la caída de la primera hasta que pasa un cierto tiempo. No existe transmisión instantánea. Contra todo pronóstico, esta línea de ataque tan prometedora no produjo ningún modelo matemático que reprodujera con éxito los fenómenos observados y, mucho menos, que revelase otros desconocidos.

Newton dio un vuelco a la situación con su estudio de la gravedad. Para empezar, dejó el espacio entre los cuerpos celestes vacío, borrando cualquier atisbo de materia, ya fueran fluidos o partículas. En su lugar postuló una tendencia natural de atracción que obedecía a una sofisticada maquinaria matemática que él mismo inventó, el cálculo diferencial. Decretó que dos cuerpos cualesquiera se atraían en razón directa al producto de sus masas y en razón inversa al cuadrado de la distancia que los separa. El principio no se podía enunciar con mayor claridad. Su concepción matemática funcionaba como la chistera de un mago, de la que se extraía una constelación casi inagotable de fenómenos. Al insertar esta ley de gravitación universal en sus leyes de la dinámica, se obtenían ecuaciones de las que surgía la línea recta de un fardo que cae al suelo, la parábola de una bola de cañón o las elipses que Kepler había identificado en la órbita de los planetas. En la ley de gravitación, el adjetivo «universal» no era un adorno pomposo. Realmente su jurisdicción no conocía límites.

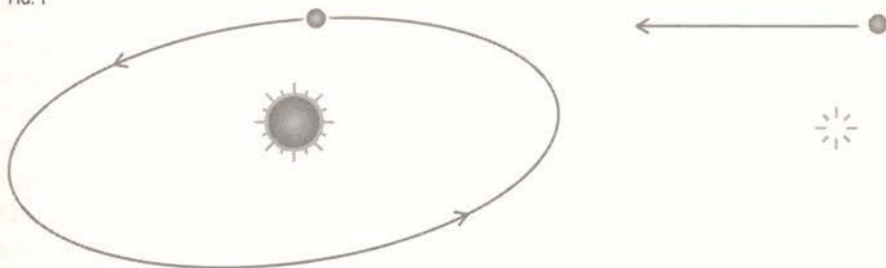
El poeta satírico Alexander Pope escribió: «La naturaleza y sus leyes se ocultaban en la oscuridad de la noche/Dios dijo: "Que Newton sea" y se hizo la luz». Este fulgor proyectaba, sin embargo, una sombra incómoda. En el mismo corazón de la ley de gravitación latía un artificio, la acción a distancia. Newton había erradicado los mediadores materiales. Los cuerpos se atraían porque sí, obedeciendo a un decreto inmanente que desprendía un sospechoso tufo aristotélico. De acuerdo con Newton, la súbita desaparición del Sol sacaría a la Tierra de su órbita de inmediato (figura 1). Ninguna cadena de transmisores salvaría progresivamente la distancia de ciento cincuenta millones de kilómetros que los separa. La catástrofe se notificaría al instante. Y no solo a la Tierra, la desaparición del Sol afectaría simultáneamente a todas las masas del universo, aun las más remotas.

La acción a distancia repugnaba a muchos científicos, que sentían que el enfoque de los mediadores materiales tenía que haber funcionado mejor. La naturaleza parecía rechazar una teoría basada en el sentido común, para sancionar otra con connotaciones mágicas, por mucho que lanzara sus poderosos hechizos en un lenguaje matemático impecable. Newton perdía en el porqué, pero ganaba en el cómo. Aunque no era amigo de examinar en público la debilidad de sus argumentos, en privado compartía la desconfianza del resto de los científicos: «Resulta inconcebible que la materia bruta inanimada deba, sin la mediación de algo más que no sea material, operar sobre o afectar a otra materia sin contacto recíproco [...]».

Muchos investigadores confiaban en que la razón se hallara en algún punto intermedio. Tenía que resultar viable algún modelo material capaz de transferir la influencia gravitatoria de un cuerpo a otro, del Sol a la Tierra, o de la Tierra a la hoja que se desprende de un árbol, y del que emergiera la ley de la inversa del cuadrado de la distancia. El propio Newton participó del empeño, pero todas las tentativas fracasaron. En breves semejantes, los científicos suelen hacer gala de un pragmatismo sin complejos. Aunque la acción a distancia de Newton desagradaba a los espíritus con inclinaciones filosóficas, describía con precisión asombrosa el comportamiento de la naturaleza. Su juego de herramientas matemáticas permitía montar un sinfín de aplicaciones. Todavía sirve a los ingenieros para enviar una sonda espacial a Saturno sin errar el tiro. Las preguntas incómodas se guardaron en la trastienda y los científicos se dedicaron a disfrutar de una capacidad de predicción sin precedentes.

El éxito con la gravedad marcó la senda a seguir en la disección matemática de otros fenómenos físicos, como la interacción electromagnética. Esta es mucho más intensa que la gravitatoria, lo que favoreció un programa experimental más exhaustivo. Uno no puede jugar a eliminar un planeta, o a desplazarlo de su órbita, a duplicar su masa, o dividirla por la mitad. Sin embargo, en el laboratorio se pueden ensayar infinitas configuraciones de pilas, corrientes, condensadores e imanes y tomar nota de lo que sucede.

FIG. 1



La ausencia del Sol, según las leyes newtonianas, produciría un impacto inmediato en la trayectoria de la Tierra. El planeta se saldría por la tangente: de recorrer una elipse pasaría a trazar una línea recta.

Una de las personas que consagró más horas al estudio de los fenómenos electromagnéticos fue el inglés Michael Faraday. Su origen humilde le privó de una educación formal en matemáticas, un accidente afortunado para la historia de la ciencia, porque, como efecto rebote, estimuló una intuición física fuera de lo común que resultaría providencial. Faraday se sentía perdido en las selvas de ecuaciones, cada vez más enmarañadas, que estaban elaborando matemáticos superdotados, como los franceses Siméon-Denis Poisson y André-Marie Ampère, en un esfuerzo ímprobo de organizar la rica fenomenología del electromagnetismo bajo leyes newtonianas. Las cargas eléctricas no solo se atraen, como las masas, también se repelen, y cuando se ponen en movimiento desencadenan fuerzas mucho más intrincadas que las gravitatorias. Tras una vida de trabajo en el laboratorio, Faraday había adquirido un instinto muy poderoso sobre el comportamiento de la electricidad y el magnetismo. Su olfato le permitió entrever una descripción mucho más sencilla de los mismos fenómenos que estaban tratando de desentrañar otros científicos como Ampère o Poisson.

Cuando uno sostiene dos imanes y los aproxima, advierte la fuerza con la que se atraen o repelen. El impulso que tira de los dedos produce una impresión casi sobrenatural, como la tena-

cidad de la aguja imantada que nunca se aparta del norte. No es de extrañar que las brújulas fascinasen a Einstein a los seis años. Es lo más parecido a un objeto mágico que un niño puede experimentar sin fraude. El magnetismo parece invocar la acción a distancia. ¿Qué mediador material podría intervenir si no entre dos imanes para provocar efectos tan opuestos como una intensa atracción o repulsión, solo con invertir la orientación de los polos? Además, el magnetismo extiende su influencia a través de los cuerpos. Traspasa la madera, el agua o una hoja de papel. ¿Qué fluido o corriente de partículas podría superar esas barreras?

Ciertamente el electromagnetismo no habita en el limbo de la gravedad newtoniana. Al espolvorear un puñado de limaduras de hierro alrededor de los imanes, surgen dibujos, las partículas de metal se animan para componer arcos entre los polos, que se buscan o rechazan. Si cambiamos la dirección de los imanes, las limaduras responden modificando sus configuraciones. En ausencia de imanes, las líneas se desvanecen y las limaduras se distribuyen al azar. Fenómenos análogos se ponen de manifiesto en torno a las corrientes eléctricas. En la vecindad de un imán, o de una carga en movimiento, ocurre algo, las propiedades del espacio se someten a una misteriosa tensión.

Faraday interpretó las figuras que componen las limaduras de hierro como una radiografía que revelaba una nueva especie de engranajes ocultos: los *campos*. Como alternativa a la acción a distancia y a los mediadores materiales, pronto se convertirían en la apuesta más sólida para dilucidar el mecanismo de las interacciones fundamentales.

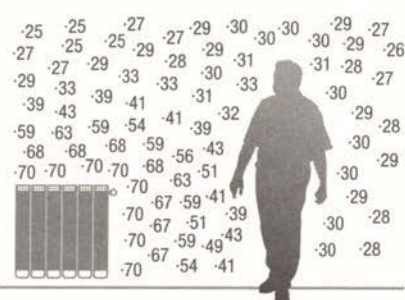
CAMPOS CLÁSICOS

A la hora de construir un campo, basta con asignar un atributo matemático a cada punto del espacio. La elección más elemental es un número. La temperatura ofrece un buen ejemplo. Con la ayuda de un termómetro, podemos medir los grados en cual-

FIG. 2



FIG. 3



Campo escalar de temperaturas en el interior de una habitación (izquierda). En presencia de una fuente de calor, cambian los valores del campo (derecha).

quier punto de una habitación. El conjunto de todas las medidas despliega un campo de temperaturas (figura 2). Esta clase de campo recibe el nombre de *escalar*.

Si encendemos una estufa, las zonas más alejadas no acusarán su presencia de inmediato. Los números del campo (los valores de la temperatura) irán mudando gradualmente, a medida que las moléculas del aire caliente, más veloces, comuniquen parte de su energía cinética a las más lentas (más frías) mediante colisiones (figura 3). El campo de temperaturas se comporta, por tanto, como una entidad dinámica, capaz de evolucionar con el paso del tiempo.

Se pueden concebir campos que asignen atributos matemáticos más complejos que un simple número, como una intensidad y una dirección. En este caso, a cada punto del espacio se le adjudica una flecha. Su longitud refleja una intensidad y admite cualquier orientación, entre 0° y 360° . De este modo se puede dibujar un mapa de viento, que presente las medidas de un anemómetro. Aquí, el campo cambia en dos puntos donde el aire circule en la misma dirección y sentido, pero con diferentes velocidades; o en dos puntos donde sople con la misma fuerza, pero en distintas direcciones; o, en fin, donde no coincidan ni la dirección ni la fuerza. Este tipo de campos se llaman *vectoriales* y asocian a cada

punto del espacio tres números, que determinan la orientación y la intensidad de una magnitud física.

En el entramado de flechas se adivinan líneas que recuerdan las configuraciones de las limaduras de hierro en torno a un imán o a una corriente eléctrica. De hecho, los campos vectoriales parecen creados a propósito para describir fenómenos electromagnéticos. Veamos cómo. Si introducimos un grano de polen en un campo de viento, la longitud y la dirección de la flecha en cada punto nos indican hacia dónde se moverá la pequeña partícula si la soltamos allí. La figura 4 ilustra cómo el mismo grano seguirá direcciones diferentes según se sitúe en P o en Q. En la primera ubicación arrancará, además, con menos velocidad que en la segunda.

El campo no define del todo la fuerza que va a experimentar el grano, porque también hay que tener en cuenta la masa de la partícula. Una ligera acusará más el impulso del viento que otra más pesada. De forma análoga, podemos determinar qué ocurrirá con una carga eléctrica, situada en una región del espacio, en función del valor que tenga allí un campo vectorial, el llamado *campo electromagnético*. Su estructura es algo más compleja que la de un campo de viento, ya que asigna dos flechas a cada punto: una, \vec{E} , corresponde al campo eléctrico y la otra, \vec{B} , al campo magnético. La figura 5 muestra una de las situaciones más sencillas, en dos dimensiones, y solo con el concurso del campo eléctrico. Como en el caso del viento, la carga seguirá trayectorias diferentes según se sitúe en P o en Q. El valor del campo no especifica por completo la fuerza que soporta, depende también de la magnitud de la propia carga, el equivalente a la masa del grano de polen a merced de una corriente de aire.

El aspecto más relevante de este nuevo modo de interpretar las interacciones es que la carga responde solo al valor del campo allí donde se ubique. En este sentido, se trata de una interacción local. No interviene ninguna acción a distancia, porque a la carga le resulta indiferente el estado del resto del universo. Solo se ve afectada por la disposición del campo en los lugares que va transitando. Si una corriente eléctrica se pone en marcha a un metro de distancia, no advertirá de inmediato su presencia.

FIG. 4

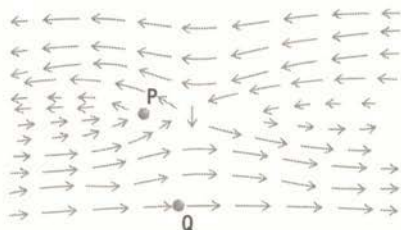


FIG. 5

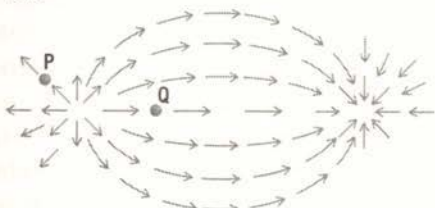
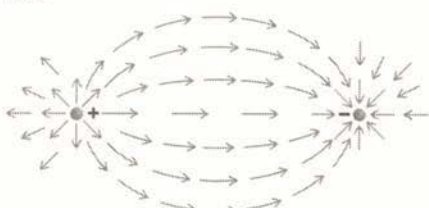


FIG. 6



Ahora bien, ¿a qué obedece la geografía del campo que la carga va percibiendo a medida que lo recorre? ¿Por qué las flechas exhiben ciertas longitudes y orientaciones y no otras? El campo es una creación colectiva de todas las cargas, imanes y corrientes del universo. En el ejemplo anterior, el campo eléctrico lo generan dos cargas, una positiva y otra negativa (figura 6).

La tercera carga que introducimos trastocará esta configuración de flechas. Sin embargo, no dará a conocer su intromisión de inmediato a sus compañeras. Las flechas van modificando su longitud y su orientación en una onda expansiva, que parte de la nueva carga y que progresa de un punto a otro, con velocidad finita. Las cargas y el campo mantienen un diálogo sin interrupciones. Las cargas crean y alteran el paisaje del campo con su actividad, al tiempo que acusan la estructura del campo allí por donde pasan. Podemos recurrir a la analogía del mar, donde un pez siente las perturbaciones que provocan en el agua los demás animales. Esta información condiciona sus desplazamientos, pero estos también trastornan el estado del líquido, advirtiendo a los demás de su presencia y, por tanto, condicionando, a su

vez, sus movimientos. Las perturbaciones que genera cada animal se propagan en la masa de agua con velocidad finita, lo que provoca retardos en la información. Cuando un pez percibe un temblor, hace tiempo que se extinguió su causa.

El escocés James Clerk Maxwell plasmó la intuición de Faraday en un formidable despliegue de veinte ecuaciones. Otro gran autodidacta, de orígenes tan humildes como los de Faraday, Oliver Heaviside, las depuró y las redujo a un juego de cuatro expresiones, mucho más compacto y elegante que las que se habían ensayado hasta entonces sin recurrir a los campos. Exhibían además un alcance mucho mayor, ya que no sumaban hallazgos aislados, sino que cubrían todo el abanico de fenómenos eléctricos y magnéticos. En las fórmulas, los campos, abstractos, robaban el protagonismo a las bobinas, los generadores o los imanes que los científicos manipulaban en el laboratorio. Las ecuaciones permitían calcular las propiedades de las flechas \vec{E} y \vec{B} y su evolución a partir de cualquier configuración imaginable de cargas y corrientes, reproduciendo cualquier efecto que se hubiera observado. Y también algunos que no se conocían aún.

Como todas las grandes ecuaciones de la física, las de Maxwell escondían sorpresas que ni siquiera su creador había anticipado. Al profundizar en ellas, ponían de manifiesto que la propagación de cualquier cambio en el seno del campo electromagnético obedecía a una ecuación de ondas, como la que determina el avance de una ola en la superficie de un estanque. También proporcionaban la velocidad de propagación de la perturbación, que coincidía con la que Léon Foucault había medido para un rayo luminoso. Maxwell había identificado, del modo más inesperado, al mensajero que mantiene al día al campo electromagnético: la luz. Allí donde se presenta viene a informar de que el campo ha cambiado en algún otro lugar.

Llegados a este punto, se hacía inevitable preguntarse acerca de la realidad del campo electromagnético. Los campos de temperatura o de viento se justifican aplicando una lupa y descubriendo que cada número o cada flecha se deriva de las colisiones de infinidad de moléculas de aire contra un termómetro o un

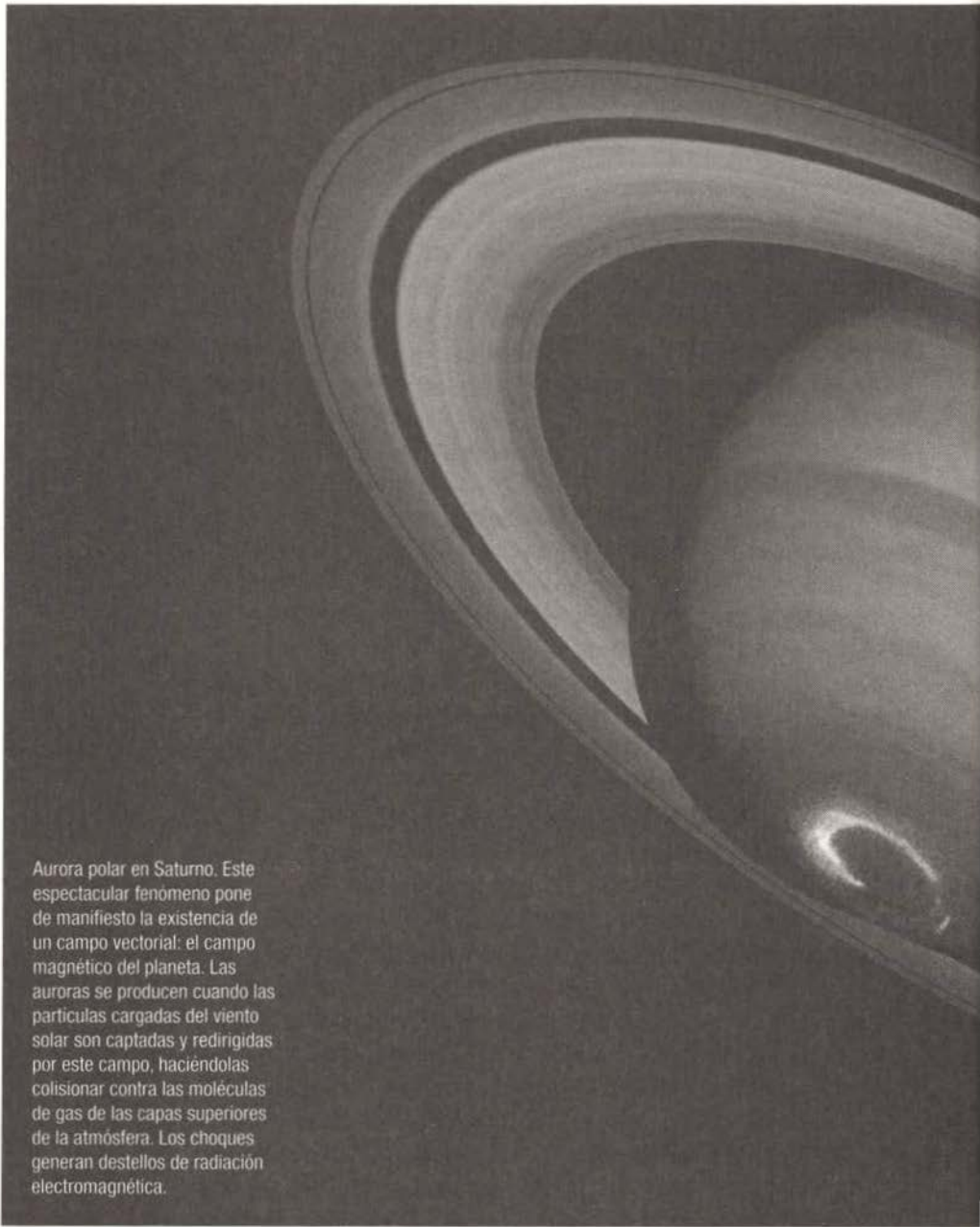
anemómetro. Los números y las flechas responden a la actividad de un medio material subyacente. ¿Ocurre lo mismo con el campo electromagnético? En el vacío, la temperatura (al menos como concepto clásico) y el viento desaparecen. Son dos campos que en ausencia de materia se desvanecen. Faraday ya había observado, por el contrario, que: «un imán situado en el vacío más perfecto que se pueda producir [...], actúa sobre una aguja igual que si estuviera rodeado de aire, agua o cristal [...]». El campo magnético de la Tierra tampoco se esfuma en el vacío relativo del espacio, donde la luz se propaga sin problemas. Luego el campo no surge de un soporte de materia ordinaria. ¿Refleja la actividad de partículas de materia extraordinaria?

Faraday pudo aceptar con cierta despreocupación que el campo electromagnético era una condición del propio espacio, al margen de la materia que pudiera contener. La revelación de que la luz era una onda electromagnética comprometía más a Maxwell. Todas las ecuaciones de onda conocidas hasta la fecha describían perturbaciones que se propagaban en un medio físico, ya fuera el sonido en el aire, una ola en el mar, un sismo en la corteza terrestre o una vibración en una cuerda.

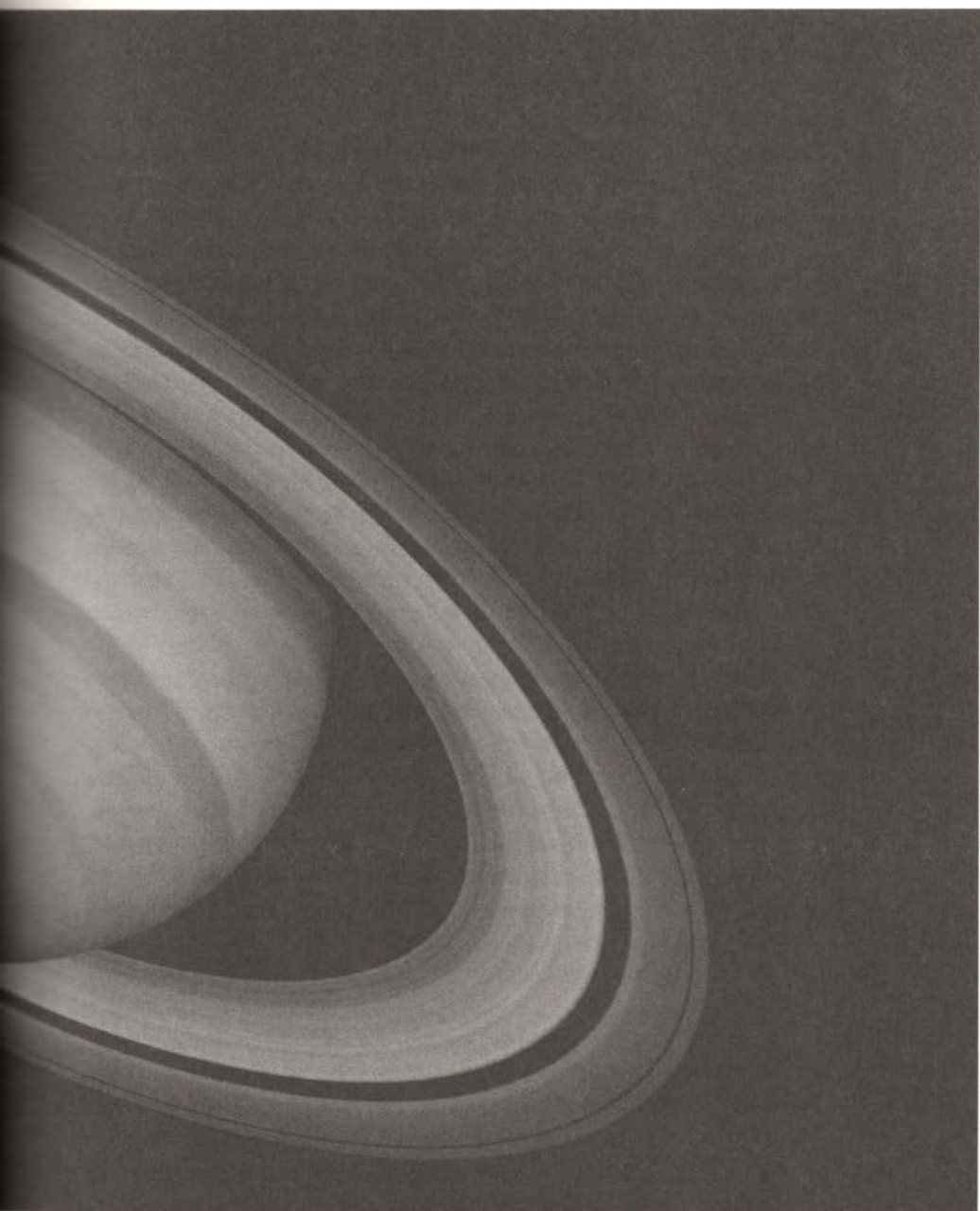
Igual que había pasado con la gravedad, se intentó concebir algún tipo de medio material que sirviera de andamio, pero todas las estructuras que dictaba la imaginación la realidad se encargaba de desbaratarlas en los experimentos. Las ecuaciones se revelaban más fuertes, o más fundamentales, que los modelos mecánicos que se esforzaban en justificarlas. El pragmatismo de los científicos se impuso una segunda vez. Se quedaron con las ecuaciones, con el cómo, que de nuevo abría un horizonte ilimitado de aplicaciones, que servían para inventar radios, radares y telégrafos, y dejaron aparcado el porqué. Las ecuaciones de Maxwell se arman con materiales heterogéneos. Unos son tangibles (cargas, imanes, corrientes); otros, incorpóreos (los cam-

Ante los numerosos casos de fuerzas que actúan a distancia, el filósofo [...] no debe conformarse en absoluto con los hechos y [...] debe dirigir su atención a explicar cómo las fuerzas se transmiten a través del espacio.

MICHAEL FARADAY



Aurora polar en Saturno. Este espectacular fenómeno pone de manifiesto la existencia de un campo vectorial: el campo magnético del planeta. Las auroras se producen cuando las partículas cargadas del viento solar son captadas y redirigidas por este campo, haciéndolas colisionar contra las moléculas de gas de las capas superiores de la atmósfera. Los choques generan destellos de radiación electromagnética.



pos). Esta disimilitud abría una brecha que teorías posteriores harían más profunda.

Las ecuaciones de Maxwell marcaron un hito equiparable al de la ley de gravitación universal de Newton. En la descripción clásica del electromagnetismo los papeles se reparten entre las cargas eléctricas, puntuales (que en movimiento dan lugar a corrientes), y los campos. Los imanes se pueden considerar formados por corrientes microscópicas, una idea que ya sugirió Ampère, aunque para desvelar su verdadera identidad hubo que recurrir a la relatividad especial y a la mecánica cuántica. Las cargas generan colectivamente un campo dinámico, que también las afecta, y que se actualiza gracias a las ondas de luz que lo recorren. Esta luz, radiación electromagnética, transporta energía. Una carga eléctrica acelerada emite luz y pierde energía; una carga que se topa con una onda luminosa, gana energía y se acelera. Este intercambio constituye la base de las telecomunicaciones. La carga de una antena emisora oscila a un ritmo determinado, provocando un efecto dominó en las flechas del campo electromagnético, que van cambiando a lo largo del espacio que media hasta la carga de una antena receptora.

Los actores que interpretan estos fenómenos son idealizaciones de conceptos cotidianos. Las cargas son partículas, proyectiles indestructibles, tan diminutos como se quiera; la luz se compone de ondas, olas que rizan un mar inmaterial. Aunque exija un esfuerzo notable de imaginación, si somos capaces de aceptar la existencia de unas ondas que no precisan de medio alguno para propagarse, la acción a distancia se ha erradicado de la escena. Todas las interacciones se producen localmente entre el campo y las cargas.

El drama del electromagnetismo clásico giraba en torno a dos antagonistas. Uno representaba la mínima dispersión, concentrado en un solo punto; el otro, la extensión sin límites. Ondas y partículas se complementaban permitiendo una visualización de los fenómenos físicos a escala microscópica. ¿Habían hallado los científicos por fin los engranajes ocultos que dan cuerda a la naturaleza? Esta estampa de un cúmulo de puntos eléctricos inmersos en una marejada de luz tenía los días contados. Ninguna otra vendría a sustituirla. Con el advenimiento de la mecánica

cuántica, las imágenes del mundo subatómico quedarían proscritas para siempre.

UN CURSO ACELERADO DE MECÁNICA CUÁNTICA

El desarrollo de la termodinámica y su interpretación en términos estadísticos dio el espaldarazo definitivo a la vieja hipótesis atómica. Los físicos del XIX fueron capaces de elaborar un modelo matemático que reproducía con fidelidad el comportamiento de los gases ideales, partiendo de átomos o moléculas que se relacionaban entre sí y con el resto del mundo a través del mecanismo de interacción más sencillo: colisiones elásticas. En este caso el análisis estadístico de un gas hipotético, integrado por trillones de partículas indivisibles, que redistribuían sin cesar su energía mediante choques, permitía deducir las relaciones entre el volumen, la presión o la temperatura de los gases, que se habían registrado en el laboratorio.

El electromagnetismo amplió el catálogo de propiedades que cabía atribuir a las partículas elementales: además de masa podían presentar carga eléctrica. Cundió la convicción de que se podía construir una imagen más precisa de la naturaleza, que abarcase más fenómenos, aplicando el tratamiento estadístico al nuevo modelo de interacción, la electromagnética, mucho más sofisticado que el de las colisiones. Sin embargo, al poco de inaugurar esta obra ambiciosa, el edificio se vino aparatosamente abajo. Una materia constituida por una enorme asamblea de partículas cargadas, que intercambiasen energía de acuerdo con las leyes de Maxwell (absorbiendo y emitiendo ondas de luz), daba pie a efectos absurdos. Sin ir más lejos, quien osara abrir la puerta de un horno caliente sufriría una avalancha de radiación de altísima frecuencia que lo fulminaría al instante.

La solución siguió la vía de numerosas revoluciones científicas: su radicalismo se atemperó adoptando el disfraz de un truco matemático que facilitaba los cálculos o permitía obtener un resultado acorde con el experimento. Así se coló de rondón en su día la revolución copernicana. Como en el caso del heliocen-

trismo, la eficacia de la nueva hipótesis no obedecía a ningún truco, sino a que contenía más elementos de verdad que los dictados del sentido común. Aquí el ardid consistía en suponer que, en sus relaciones, las cargas de los átomos (los electrones) no podían intercambiar cualquier cantidad de energía electromagnética. Solo podían absorberla o emitirla en dosis determinadas o «cuantos», múltiplos de una cantidad mínima: $h \cdot \nu$, donde h era una constante y ν , la frecuencia de la radiación. Al imponer esta limitación, en apariencia arbitraria, al intercambio de energía entre los átomos, las curvas de radiación que determinaban las ecuaciones coincidían con exquisita precisión con las gráficas que se obtenían en los laboratorios. Irónicamente, el destino quiso que el primer portavoz de la revolución cuántica fuera Max Planck, un físico disciplinado y conservador que, aun en 1882, sostenía: «A pesar de los innumerables éxitos que la teoría atómica ha venido cosechando hasta ahora, antes o después tendremos que abandonarla en favor de la suposición de una materia continua».

Durante siglos, la discontinuidad de la energía había pasado desapercibida porque el valor de h es sumamente pequeño: $6,62 \cdot 10^{-34}$ Js (donde 1 J es la energía necesaria para aumentar un grado la temperatura de un gramo de aire). En otras palabras, el troceado resulta tan fino que hay que descender a escalas atómicas para advertirlo. Es como la línea de un lápiz, que solo observada al microscopio revela la naturaleza intermitente del trazo. Durante el resto de su vida, Planck defendió que la energía se fragmentaba únicamente en los procesos de intercambio, como sucede con el agua cuando se vende embotellada. Entendía la parcelación como algo coyuntural, que no comprometía la esencia continua de la energía. La hipótesis de la cuantización fue asumida con más entusiasmo por Albert Einstein, que comprendió que las ondas de Maxwell, vistas muy de cerca, se rompían en paquetes de energía. El verdadero carácter de la radiación electromagnética era corpuscular. La luz estaba integrada por partículas, los fotones, cuyo comportamiento colectivo producía la impresión de ondas electromagnéticas. Igual que una multitud de espigas mecidas por el viento transmite la sensación de un oleaje,

un número abrumador, pero finito, de fotones remedaba las olas de un mar luminoso.

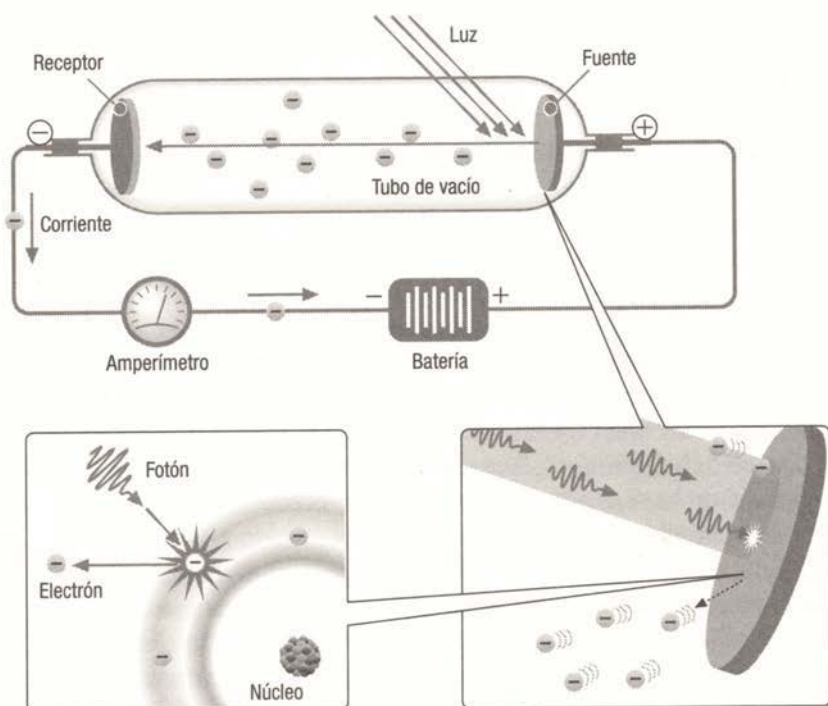
La cuantización dio sentido a un número creciente de fenómenos, como el efecto fotoeléctrico o el espectro luminoso que emitían los átomos de hidrógeno. A pesar de ello, muchos científicos no se sentían con ánimos de celebrarlo. En el microcosmos, los intérpretes del electromagnetismo clásico parecían entregarse a toda clase de excentricidades. Al tiempo que las ondas se rompían en partículas, las partículas se desparramaban en extraños comportamientos ondulatorios. En una serie de experimentos audaces, montados a ambos lados del Atlántico, Clinton Davisson y Lester Germer, en Estados Unidos, y Alexander Reid y George Thomson, en Gran Bretaña, demostraron que los electrones se portaban como ondas al atravesar un cristal de níquel o una película de metal ultrafina.

El austriaco Erwin Schrödinger hizo un último conato de salvar los muebles de la física tradicional. En un golpe de genio, urdió una ecuación de ondas donde la fragmentación de la energía surgía de un entorno familiar. Se inspiró en una de las ecuaciones diferenciales más antiguas, que describe la forma que adopta la cuerda de un instrumento musical después de que se ha pulsado. La naturaleza continua de la cuerda genera la secuencia discontinua de las notas musicales, múltiplos de un tono fundamental. Schrödinger aplicó la misma plantilla matemática a la dinámica de un sencillo átomo de hidrógeno y las soluciones de su ecuación no dibujaron una gradación continua de energías, sino los saltos de nivel de una escalera. La diferencia de altura entre los peldaños producía los paquetes de energía, o fotones, que registraban los espectroscopios.

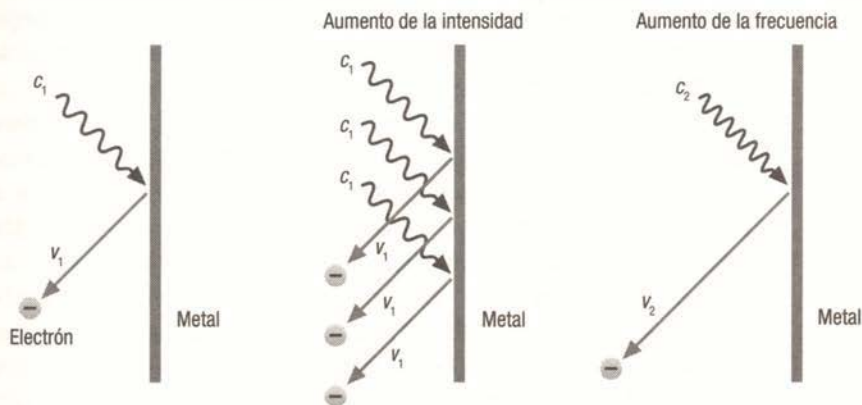
Planck aplaudió esta restauración de la continuidad, pero pronto le arruinaron la fiesta. Examinada con más atención, la analogía musical era una trampa en toda regla. En una guitarra, la función continua es la cuerda. ¿Y en la ecuación de Schrödinger? Se trataba de una enigmática función Ψ , que nadie, ni siquiera el padre de la criatura, sabía identificar. ¿Qué magnitud física representaba? Schrödinger creyó reconocer en ella al propio electrón, aunque algo transfigurado. En lugar de consi-

CÓMO SE ROMPE LA ENERGÍA

En 1887, Heinrich Hertz determinó que cuando la radiación ultravioleta incide sobre una lámina metálica se liberan electrones. En aquel momento la imagen que se tenía de la luz se ajustaba al modelo clásico de Maxwell. Dentro de ese marco conceptual, el efecto que había descubierto Hertz respondía a una sencilla razón: las ondas luminosas agitaban los electrones hasta arrancarlos de los átomos. La intuición dictaba entonces que aumentar la intensidad o la frecuencia de la luz los haría saltar con más brío. Es fácil verlo recurriendo a la manida analogía de las ondas en un estanque. Se puede hacer que un corcho que flota en el agua adquiera más energía de dos maneras: generando ondas más altas (es decir, de mayor intensidad) o más frecuentes. Cinco años después, el físico húngaro Philipp Lenard (que fue ayudante de Hertz) echó por tierra esta explicación. Midió la velocidad de los electrones que escapan del metal y observó que aumenta con la frecuencia de la luz incidente, pero no con su intensidad. No había modo de obligar a una onda clásica a producir ese resultado. Einstein explicó el misterio al fragmentarla



en infinitud de cuantos. De acuerdo con la receta de Planck, la energía que transporta cada cuanto es proporcional a su frecuencia ($E = h\nu$). Al incrementar esa frecuencia, se envían contra el metal balas de luz más energéticas, que ceden más energía a los electrones. Un aumento en la intensidad de la fuente luminosa se traduce, sin embargo, en un mayor número de cuantos de la misma frecuencia y, por tanto, de la misma energía. Al incidir contra la placa, generan más electrones, pero con la misma velocidad. El efecto fotoeléctrico es una manifestación de cómo se desmenuza en cuantos el campo electromagnético y proporciona un método para medir la constante de Planck. Al ir variando la frecuencia de la luz, varía la energía con la que salen despedidos los electrones. Al representar en una gráfica las medidas de ambas magnitudes se perfila una recta, cuya pendiente es la constante de Planck. Así determinó su valor Robert Millikan en una serie de experimentos con los que, irónicamente, pretendía refutar la explicación de Einstein, convencido de que la luz era una onda continua.



La velocidad de los electrones no depende de la intensidad de la luz, solo de la frecuencia

En el experimento de Lenard (figura de la izquierda), el receptor, con carga negativa, tiende a repeler los electrones que la luz libera en la fuente. Mientras la batería mantenga un voltaje bajo, muchos electrones serán capaces de vencer esta repulsión y alcanzar la placa negativa, modificando la corriente. A medida que se aumenta el voltaje, merma el número de partículas que llega al receptor. Justo en el momento en que no lo hace ninguna, se ha superado la energía máxima con la que salen disparadas de la fuente para una frecuencia dada. El sistema permite medir así dicha velocidad. Lenard comprobó que no dependía de la intensidad de la luz, pero sí de su frecuencia. En la fuente (figura de arriba), cada cuanto c_1 , con frecuencia ν_1 , desprende un electrón con velocidad v_1 . Los cuantos c_2 , con frecuencia superior, ν_2 , liberan electrones con mayor velocidad, v_2 .

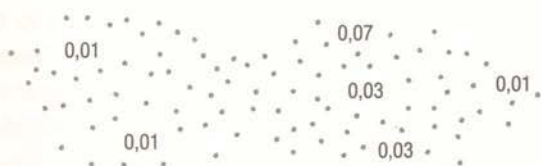
derarlo como una partícula, que concentraba la carga eléctrica en un solo punto, supuso que la esparcía en una región del espacio. Cuando el átomo de hidrógeno absorbía o emitía fotones, Ψ alteraba su forma, redistribuyendo la carga en configuraciones diferentes. Por desgracia, ningún experimento logró retratar al electrón en su estado desparramado. O se presentaba como una carga puntual o no asomaba en los detectores.

Un físico de Breslau, Max Born, propuso una solución al je-roglífico interpretando Ψ en clave estadística. Por medio de una operación matemática sencilla, la transformó en otra función, $|\Psi|^2$, que asignaba a cada punto del espacio la probabilidad de localizar en él al electrón de un átomo de hidrógeno (figura 7). Aunque un valor elevado de $|\Psi|^2$ indicaba una probabilidad alta de encontrar la partícula, esta podía hallarse también en un lugar remoto, donde la probabilidad fuera ínfima, pero no nula. El electrón mantenía su identidad corpuscular, pero una niebla estadística lo desdibujaba.

Los físicos acababan de cruzar al otro lado del espejo. Hasta entonces sus ecuaciones fundamentales habían sido deterministas, es decir, podían seguir los pasos de cualquier molécula o átomo con precisión absoluta, al menos en teoría. La estadística entraba en escena como un factor secundario, para manejar trillones de partículas definidas con perfecta nitidez sobre el papel. La imprecisión no se consideraba esencial, era fruto de la incapacidad humana para procesar cantidades ingentes de información. Born invirtió el paradigma. En la ecuación de Schrödinger la piedra angular, Ψ , es una criatura estadística. Las propiedades del electrón, como su estado energético, su velocidad o su posición, figuran como elementos accesorios en el formalismo matemático y se extraen de la función de onda. La teoría gira en torno a Ψ , un fichero de información. Como tal no habita en el espacio real. Muestra la misma corporeidad que las probabilidades de que a una persona le toque la lotería.

Al asociar un número a cada punto del espacio, Ψ reúne los requisitos necesarios para que lo consideremos un campo, si bien es cierto que uno muy distinto a, pongamos por caso, un campo de temperaturas. No existe el termómetro capaz de ir

FIG. 7



La función $|\Psi|^2$ asigna a cada punto del espacio un número, P , la probabilidad de localizar en él al electrón del átomo de hidrógeno.

registrando valores sucesivos de Ψ . La función de onda exhibe un abanico de promesas. El físico, al interactuar con el mundo subatómico con sus aparatos, concreta una sola de ellas. Newton, después de conocer la posición y velocidad de un planeta, podía cerrar los ojos y predecir su posición dentro de un segundo, de un mes, de un año... Ningún físico puede repetir esa hazaña con un electrón. Tampoco trabaja completamente a ciegas. Si repite el mismo experimento muchas veces, será incapaz de anticipar el desenlace de una medida concreta, pero la suma de los resultados se ajustará con exactitud al vaticinio estadístico de Ψ . No hay que olvidar que la materia está integrada por cantidades astronómicas de partículas cuánticas. El mundo de apariencia newtoniana que habitamos emerge de promedios bien definidos.

Igual que los valores de la temperatura varían en una habitación cuando se abre una ventana o se enciende una estufa, los valores de la probabilidad evolucionan siguiendo los dictados de la ecuación de Schrödinger, que tiene en cuenta el entorno del átomo de hidrógeno. Pero Ψ se desenvuelve fuera del espacio físico del átomo, igual que las probabilidades de ganar en la lotería cambian en un ámbito abstracto, ajeno a la administración donde compramos más o menos billetes. Para crear un formalismo matemático que diera cuenta de la naturaleza fragmentada que se había observado en los experimentos, la mecánica cuántica tuvo que fundarse sobre unos cimientos estadísticos. ¿Se puede construir otra teoría con una estructura determinista y de cuya complejidad emerjan las mismas probabilidades? Einstein, Planck o Schrödinger estaban convencidos de que esa era la sen-

da a seguir. La mayoría de los físicos que vinieron después han sostenido lo contrario.

La mecánica cuántica trastoca estratos muy profundos de la física para blindar la esencia estadística de Ψ o, lo que es lo mismo, la incertidumbre inherente a nuestro conocimiento a escala subatómica. Por ejemplo, al medir la posición de una partícula, no podemos volver a localizarla inmediatamente después. De lo contrario, seríamos capaces de tejer un hilo de continuidad en las posiciones, una trayectoria. Recuperaríamos entonces la certeza de Newton y sabríamos dónde esperar al electrón dentro de un segundo, o de un nanosegundo, o de un femtosegundo. Este retorno al escenario clásico haría que Ψ se desvaneciera como un fantasma a plena luz del día.

Una partícula clásica queda definida por su posición x y su momento lineal p (en esencia, el producto de su masa por su velocidad). La posición la ubica en un instante y el momento nos permite conocer hacia dónde se dirige a continuación, conecta su posición actual con la siguiente. En cuanto perdamos información de una de las dos variables, dónde está la partícula y cuál es su destino inmediato, la imprecisión en torno a su paradero crecerá hasta que terminemos por extraviarla. Para mantener al electrón en la clandestinidad, por tanto, nada mejor que limitar el conocimiento de su posición y su momento. Werner Heisenberg consumó la tarea en su célebre principio de incertidumbre:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}.$$

El símbolo Δ denota el grado de indeterminación en las medidas de x y p . Al escribir: $\Delta x = 0$, se da a entender que la posición x se ha establecido con exactitud. La expresión $\Delta x = 1$ mm señala, empero, que entre la posición real y el valor medido puede existir cierta discrepancia, milímetro arriba, milímetro abajo. El principio de incertidumbre relaciona, así, dos imprecisiones. Jugando con la fórmula de Heisenberg, se comprueba que un

conocimiento exacto de x acarrea una ignorancia absoluta de p , y viceversa, luego no se puede definir una trayectoria clásica.

Por supuesto, Heisenberg no introdujo esta restricción para proteger artificiosamente el conocimiento estadístico que proporciona Ψ . Llegó a su principio de incertidumbre porque ningún esquema clásico daba sentido a los fenómenos que se advertían en el laboratorio. Buscó un formalismo matemático que llevara en su ADN la incapacidad manifiesta de cualquier dispositivo experimental para determinar valores continuos de la energía o la posición. Un argumento de escala ofrece una justificación intuitiva de la imprecisión cuántica. El observador clásico se considera un agente neutro, que no contamina los fenómenos que estudia. Una sonda que cartografía el fondo del océano interactúa con él, pero sus acciones no provocan alteraciones significativas sobre el terreno. La sonda se vuelve insignificante frente a la inmensidad del suelo marino, lo que le permite apreciar los pequeños detalles de su relieve. A nivel subatómico, por el contrario, la sonda y el objeto que pretende examinar presentan dimensiones equiparables. Para resolver la posición de un fotón o un electrón hay que recurrir a otras partículas, como los fotones y los electrones. Existe un grado de indeterminación insoslayable, inherente al proceso mismo de observar, debido a que la sonda y aquello que mide son entidades cuánticas que se afectan profundamente. Llevando la analogía al extremo, sería como sondear el suelo marino analizando los efectos de una sucesión de bombas atómicas.

Una de las primeras objeciones que tuvo que vencer Heisenberg fue que, en el momento de enunciar su principio, ya se había inventado la cámara de niebla. Este dispositivo consiste en un recipiente lleno de un cierto vapor, que se lleva a un equilibrio inestable, de modo que una pequeña alteración en sus condiciones desencadene un cambio de estado. Una partícula cargada que lo atravesase va arrancando, a su paso, electrones a las moléculas del aire. Los iones que se forman actúan como núcleos donde el vapor se condensa, de suerte que en la cámara se materializa un rosario de gotitas: el rastro de una partícula. Por tanto, muchos científicos estaban convencidos de que ya habían visto

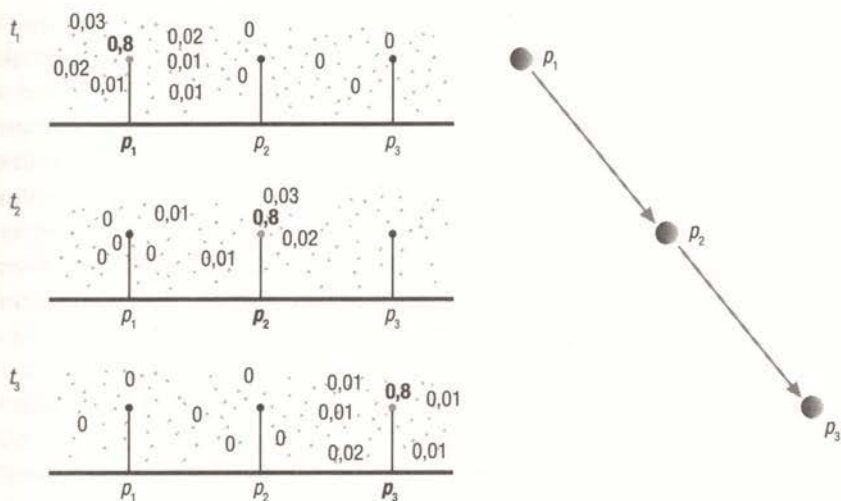
las trayectorias que pretendía condenar el principio de incertidumbre. Heisenberg señaló que eran víctimas de una ilusión. En la cámara de niebla se condensaba un número finito de gotitas, no una línea continua (formada por un número infinito de gotas). Se podían considerar como esas constelaciones de puntos numerados que, al unirlos con el trazo de un lápiz, completan un dibujo. Los físicos obtenían en el laboratorio puntos, valores sueltos de la posición, perfectamente cuánticos, que su imaginación enlazaba componiendo trayectorias. ¿Existía algún experimento capaz de registrar una línea verdaderamente continua para la partícula? Nadie logró superar el desafío.

La función de onda puede evolucionar de modo que, con el paso del tiempo, vaya asignando a puntos distintos la localización más probable de una partícula (figura 8).

La probabilidad de detectar el electrón es máxima en los puntos donde $|\Psi|^2$ vale 0,8. La función de onda atribuye este máximo a p_1 , p_2 y p_3 , en tres momentos sucesivos: t_1 , t_2 y t_3 . El catálogo de posibilidades que despliega en los tres instantes puede concretarse perfectamente en los tres registros de una cámara de niebla, como se muestra en el extremo derecho de la figura 8, donde cabe «entrever» el paso de una partícula. No debemos perder de vista, sin embargo, que estamos sumidos en la incertidumbre cuántica. En cada uno de los tiempos, t_1 , t_2 y t_3 , existe la posibilidad de que el electrón no se materialice en la posición más probable, sino en otras que también contempla la función de onda. Podría medirse también en un punto donde $|\Psi|^2$ valga 0,01, fuera de la trayectoria imaginada.

La mecánica cuántica ahonda la brecha que había abierto el electromagnetismo de Maxwell. A un lado se sitúa el formalismo de la teoría, donde habitan las funciones de onda, campos abstractos que controlan la información, y al otro lado se ubican los observables, es decir, las magnitudes que se pueden medir en un experimento, como la energía, la posición o la velocidad. Unas entidades matemáticas, llamadas operadores, se encargan de extraer la información que almacena Ψ y ofrecer valores de los observables, pero estos valores no son continuos. La continuidad se reserva para la intangible función de onda.

FIG. 8



La imagen de la izquierda representa valores de $|\Psi|^2$ en una región determinada del espacio, en tres instantes sucesivos t_1 , t_2 y t_3 . A la derecha, tres gotas se materializan en esas posiciones, en una cámara de niebla.

Los físicos buscaron una interpretación cuántica de cuantos fenómenos les salían al paso. A medida que aumentaba su capacidad para explorar regiones del espacio cada vez más pequeñas, se abrían nuevos frentes. Entre otras cosas, gracias al estudio de la radiactividad, que proporcionó sondas muy energéticas, con un elevado grado de resolución (como los rayos X y los rayos gamma). La escena experimental mutaba a una velocidad de vértigo. Los teóricos se encontraron enarbolando la bandera de una revolución que corría el peligro de caducar si no incorporaba pronto a su ideario la otra gran conmoción del momento: la relatividad especial.

CAMPOS CUÁNTICOS RELATIVISTAS

Si quería ganar el certificado de aptitud relativista, la mecánica cuántica había de someterse a una serie añadida de requisi-

tos. Por ejemplo, sus ecuaciones tenían que conservar la misma forma frente a un observador en reposo y frente a otro que se moviese con velocidad constante. La relatividad, además, había fusionado el espacio con el tiempo, originando una entidad superior: el espacio-tiempo. Para integrarse en el nuevo escenario, las fórmulas cuánticas debían tratar de forma simétrica al tiempo y a las coordenadas espaciales. La ecuación de Schrödinger no cumplía ninguna de estas condiciones. La primera reforma la emprendió el matemático británico Paul Adrien Maurice Dirac, en 1928, con un resultado inesperado. Obtuvo una ecuación relativista con soluciones que correspondían a un nuevo tipo de partícula, el positrón. Sobre el papel, se comportaba como una réplica exacta del electrón, salvo en su carga eléctrica, que en este caso era positiva. ¿Se trataba de una mera excentricidad matemática? Cuatro años después, el estadounidense Carl David Anderson atrapó quince positrones en los rayos cósmicos que azotaban el cielo de California. Más adelante se descubrirían hermanas gemelas de todas las partículas elementales, con alguna propiedad, como la carga, invertida. Son las antipartículas. Su existencia abría la posibilidad de una sencilla mutación de materia en energía, gracias a la famosa relación de Einstein: $E=mc^2$. Nada impedía que un positrón y un electrón, al chocar, se transformasen en fotones. Y viceversa. En ambos procesos cuadraba el balance de la energía y de las cargas eléctricas. Los fotones son neutros y la carga positiva del positrón cancela la negativa del electrón. Una de las leyes no escritas de la mecánica cuántica establece que si algo es posible dentro del marco de la teoría, sucede. En efecto, se comprobó que estos procesos ocurrían de continuo en la periferia de la Tierra, en las lluvias de partículas que desatan los rayos cósmicos cuando impactan contra las moléculas de la atmósfera.

La mecánica cuántica se había internado en territorio desconocido a base de tanteos. Había partido de la física clásica, sometiéndola a una cirugía drástica en ocasiones, pero sin dejar de utilizarla como referencia. Los físicos obtenían vislumbres de una teoría radicalmente distinta, pero las novedades no llegaban a organizarse en un sistema coherente y autónomo. Urgía crear otro

marco conceptual, de raíz, con mimbres nuevos que sustituyeran a las ondas y las partículas, y que dialogasen entre sí dando lugar a los fenómenos observados. Los requisitos cuánticos

y relativistas acotaban el terreno de juego, pero no apuntaban a una solución evidente. La nueva teoría debía incorporar los postulados relativistas, asimilar al tiempo con las tres coordenadas espaciales y respetar el límite de la velocidad de la luz. También debía asumir la incertidumbre cuántica, la mutabilidad de la energía ($E=mc^2$) y su discontinuidad, la posibilidad de crear y aniquilar partículas, la esencia estadística de Ψ ... La línea de ataque más fructífera desembocó en la teoría cuántica de campos relativista.

Un campo cuántico no atribuye un número a cada punto del espacio, como los valores de la temperatura o la presión, ni una flecha, que refleje la magnitud y la dirección del viento o de un campo magnético (figura 9).

Lo que asigna a cada punto del espacio es un número infinito de números, una función. Esta función, aunque difiere de la enigmática ψ de Schrödinger, mantiene vivo su espíritu. Se trata de una función estadística que ofrece información sobre la probabilidad de que el campo posea en un punto y momento dados una energía determinada. Da el mismo trato a las coordenadas espaciales que a la temporal, así que tiene los papeles en regla para residir en el espacio-tiempo relativista.

Cada punto del espacio-tiempo cuenta con una distribución de probabilidades propia, como se muestra en la figura 10 para p_1 , p_2 y p_3 , en un tiempo dado t . En el eje horizontal de cada distribución solo se representan cinco valores de la energía, pero su rango se extiende hasta el infinito. El campo es cuántico por dos razones. En primer lugar, la energía no puede adoptar cualquier valor, debe restringirse a los múltiplos de una cantidad fundamental... como en la radiación de Planck. En segundo lugar, la bruma cuántica emborrona el aspecto del campo. En ningún momento podemos fijar una distribución de números (valores de la energía) que lo defina punto a punto, como sucede en un campo clásico de temperaturas. No podemos afirmar que en p_1 E val-

A la física, tal como la conocemos,
le quedan seis meses de vida.

COMENTARIO DE MAX BORN, EN 1928,
TRAS CONOCER LA ECUACIÓN DE DIRAC

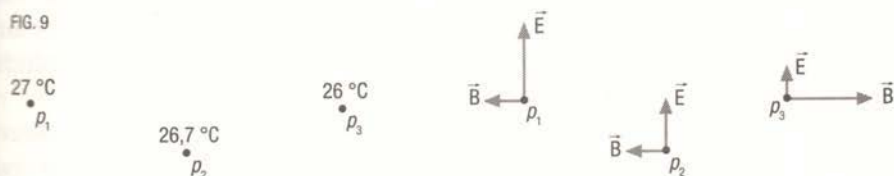
ga 1, que en p_2 valga 5 o que en p_3 valga 2, sino únicamente que son los valores más probables. También existe una probabilidad nada despreciable de que, al hacer una medida en p_1 , se obtenga un 4, un 5 o un 2. Lo mismo sucede en p_2 o en p_3 . En cada punto conviven fantasmalmente infinidad de posibilidades, que no se materializan hasta que no se lleva a cabo una medida. Es como si se superpusieran infinitos campos clásicos, mostrándose más nítidos los más probables, pero emborronados por la intrusión de infinitas alternativas. Hasta que medimos, debemos considerar que cada punto del campo está en una superposición de estados energéticos. Si creásemos cien copias idénticas del campo y midiésemos al mismo tiempo, en todas ellas, su energía en el punto p_1 , la mayoría de las veces se obtendría un 1, pero surgirían también otros valores, y en ningún caso se podría anticipar con certeza el resultado de una medida particular.

Las distribuciones de probabilidades evolucionan con el tiempo. O mejor dicho, como cabe esperar en un contexto relativista, las distribuciones cambian de un punto a otro del espacio-tiempo, definidos por tres coordenadas espaciales y una temporal. Dos momentos distintos corresponden a dos puntos distintos (figura 11).

La situación física condiciona cómo varían las distribuciones a lo largo del espacio-tiempo, de acuerdo con las restricciones que dictan las ecuaciones de la teoría.

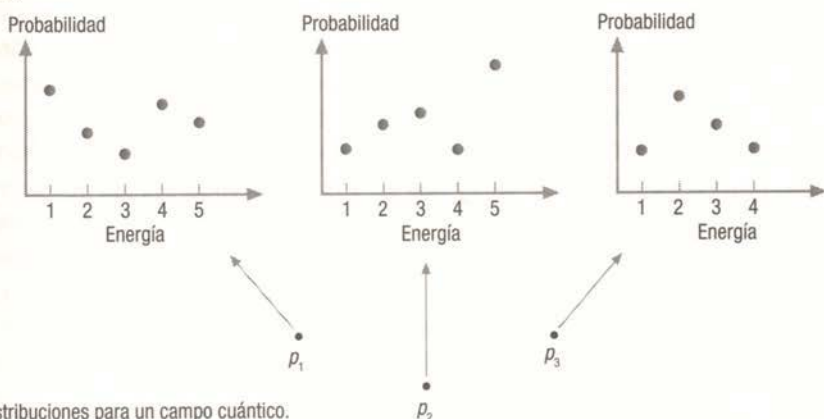
No se permite ninguna experiencia directa del campo, ya que se compone de un entramado de funciones estadísticas. La única manera de que se manifieste es interactuar con él a través de un instrumento de medida, integrado, a su vez, por campos cuánticos. El diálogo se establece entregando o recibiendo energía. Este intercambio siempre se efectúa localmente en forma de paquetes, que es lo que «percibimos» como partículas. De todos modos, no se comportan como partículas muy maxwellianas, que digamos. Si el campo gana un paquete de energía lo incorpora a su estructura global, aunque la transferencia se lleve a cabo en un solo punto. La impresión que recibimos de la actividad energética del campo, en su conjunto, está cuantizada y es la de una asamblea de partículas cuyo número fluctúa, según se crean o se destruyen.

FIG. 9



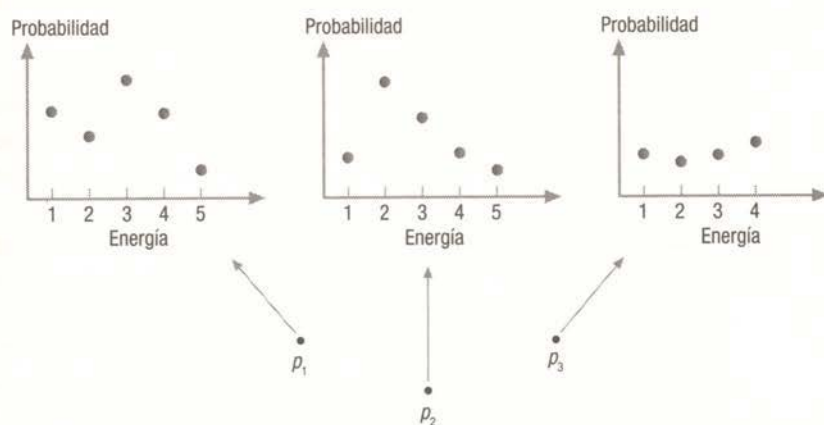
Dos ejemplos de campos clásicos, uno escalar (campo de temperaturas, a la izquierda) y otro vectorial (campo electromagnético).

FIG. 10



Distribuciones para un campo cuántico.

FIG. 11



Distribuciones para el mismo campo cuántico, en otro instante.

Para formar una imagen aproximada de cómo emerge una partícula de las perturbaciones energéticas que animan el campo, recordemos que este despliega una función de probabilidades en cada punto del espacio-tiempo (figura 12).

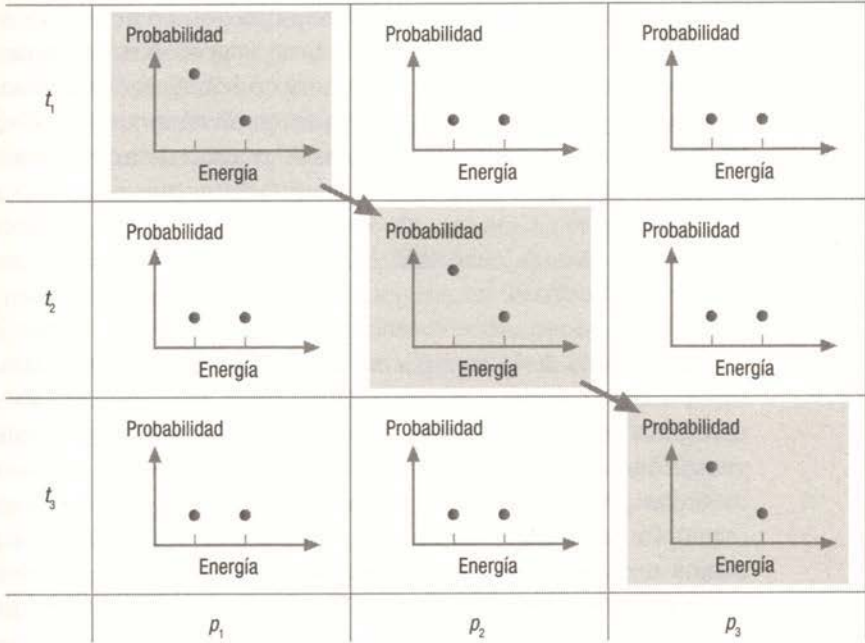
La imagen recoge la distribución de probabilidad para nueve puntos del espacio-tiempo. La probabilidad de que el campo contenga un cuanto de energía se hace máxima en las distribuciones marcadas con un fondo de color. Si se organiza esta información en una secuencia temporal, el cuanto parece saltar del punto (p_1, t_1) al (p_2, t_2) , y, de este, al (p_3, t_3) . Un detector que interactúe débilmente con las perturbaciones del campo, como una cámara de niebla, puede acusar los picos transitorios de energía en los tres puntos y entrever el paso de una partícula. No debemos perder de vista, sin embargo, que estamos sumidos en la incertidumbre cuántica. En cada uno de los puntos (p_1, t_1) , (p_2, t_2) y (p_3, t_3) existe la posibilidad de que el campo no se halle en el estado energético más probable, sino en otros que también contemplan la distribución. Podría darse, incluso, el estado de más baja energía, sin actividad detectable. No hay definida una trayectoria, por tanto. No hay continuidad, aunque sintamos la tentación, como ya advirtió Heisenberg, de trazar una línea que una los puntos. En palabras de Julian Schwinger, uno de los fundadores de la teoría cuántica de campos:

Una partícula es algo cohesionado. Sabemos que tenemos una partícula cuando la misma cosa permanece con el paso del tiempo. El mero lenguaje de partículas implica fenómenos que presentan una continuidad a lo largo del espacio y el tiempo. Pero si realizas medidas solo en instantes separados, ¿cómo sabes que existe una partícula? Los experimentos solo alcanzan a sondear el campo burdamente [...] contemplan regiones extensas en largos periodos de tiempo.

La bruma cuántica frustra todo intento de generar una serie continua de valores para cualquier magnitud física observable, como el momento o la energía. La continuidad solo impera en el espacio abstracto de las funciones estadísticas. Los observables

FIG. 12

VALORES DEL CAMPO



INTERPRETACIÓN COMO PARTÍCULA



que se extraen a partir de ellas aparecen siempre troceados y no reúnen los estrictos requisitos exigidos para definir una partícula. Lo que no quiere decir que en su seno no acontezcan fenómenos que, *grosso modo*, contemplados a una escala de espacios y tiempos convenientemente grande, no se puedan interpretar en términos de diminutos proyectiles y sus interacciones. Aun así, no todas las vicisitudes del campo se pueden reducir a partículas (a no ser que demos de sí el concepto hasta lo que se denomina una «partícula virtual»).

El campo, como la función de onda, protege su naturaleza estadística y mantiene una relación algo esquizofrénica con los *voyeurs*. El hecho de que en cada punto se puedan medir al mismo tiempo valores muy diversos de la energía parece introducir una libertad que viola uno de los principios sagrados de la física: la conservación de la energía. Heisenberg creó una segunda relación de incertidumbre, que liga la precisión en el valor que se mide de la energía y el tiempo que se invierte en realizar dicha medida:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}.$$

Una medida de la energía cuya determinación lleve bastante tiempo (un intervalo Δt grande) ofrece un valor promedio. La inversión de tiempo se ve recompensada con un dato sólido, ya que la incertidumbre, ΔE , será muy pequeña. Esta clase de medidas proporciona una visión estable del campo, donde el principio de conservación se cumple. Por el contrario, si aspiramos a un registro casi instantáneo y reducimos la duración de la medida de forma drástica (Δt mínimo), llevará aparejada una enorme imprecisión (ΔE máximo). Ahora la energía del campo, E , podrá adoptar casi cualquier valor. Nos encontramos con que, si pretendemos examinar un volumen de espacio a intervalos muy cortos de tiempo, no podemos estar seguros de cuánta energía contiene. Ello no implica que posea una cierta cantidad y nosotros seamos incapaces de precisarla. Desde la perspectiva de Heisenberg, la realidad física se limita a los observables. El campo está en una superposición fantasmal de estados energéticos que cubre todo el rango de la incertidumbre. El principio de conservación de la energía solo rige allí donde haya testigos capaces de verificar su cumplimiento. Donde no los hay, acaba su jurisdicción. De todos modos, la actividad sumergida del campo no pasa del todo desapercibida, porque las perturbaciones energéticas que podemos medir e identificar con partículas interactúan con los flujos fantasmales de energía que ampara la incertidumbre, y afectan al valor de las magnitudes que se miden.

En toda esta discusión, al referirnos a intervalos de tiempo y de energía, los términos «grande» y «pequeño» se entienden en relación con h . Un nanosegundo (0,000000001 segundos) ofrece un margen de tiempo dilatadísimo para sondear el campo y establecer un valor de la energía sujeto a una incertidumbre mínima, del orden de $5,3 \cdot 10^{-26}$ J.

Recurramos a una analogía para clarificar las ideas. A una distancia de un par de metros, un retrato impresionista nos produce una ilusión de continuidad: las manchas de color se extienden en sutiles gradaciones. Al acercarnos, sin embargo, percibimos que el cuadro se rompe en pequeñas pinceladas, cuantos de pintura, que contemplados muy de cerca parecen distribuidos al azar. Imaginemos ahora que las pinceladas no permanecen en su sitio, tal como las dispuso el pintor. Para nuestro estupor, fluctúan, modificando sus posiciones y colores, generando patrones impredecibles, pero de modo que a dos metros de distancia siguen componiendo el mismo retrato. Aquí nos aproximamos al espíritu de un campo cuántico. En cada punto del lienzo podemos encontrar, en un instante dado, cualquier color, pero mientras en promedio dominan (como los más probables) los tonos rosas en las manos, o los azules en el vestido, a un par de metros de distancia seguiremos apreciando la misma pintura. Podemos ver (medir) los cuantos de color, las partículas, pero no las funciones estadísticas que dictan los colores en cada punto y en cada momento.

Para que la imagen sea más exacta, la acción de acercarnos al lienzo o alejarnos de él afecta a las pinceladas. Cuanto más de cerca examinamos el lienzo más furiosamente fluctúan los pigmentos, adoptando colores que jamás esperaríamos encontrar en ciertas zonas del cuadro. En lo que considerábamos una monótona extensión de piel pálida pueden brotar, de improviso, pinceladas azules, moradas o incluso negras. Recuperamos la impresión de uniformidad en cuanto nos alejamos. Aunque las funciones estadísticas que gobiernan los pigmentos pueden mostrar cualquier color en un punto dado, en promedio componen el retrato. De modo parecido, promediando las fluctuaciones energéticas del campo, surgen las partículas.

Esta analogía ilustra que el carácter estadístico del campo no lo reduce a un sustrato caótico. A fin de cuentas, la realidad que experimentamos cada día emerge de él. La arquitectura de los núcleos atómicos y de los propios átomos se sustenta en los promedios de su entramado de probabilidades. Los científicos no han desterrado la noción de partícula de su vocabulario porque refleja bien el resultado de las interacciones con los campos en infinidad de situaciones, cuando no se escrutan espacios mínimos durante brevísimos intervalos de tiempo. Las perturbaciones energéticas, en promedio, se propagan como paquetes razonablemente definidos, capaces de colisionar o de desviarse igual que diminutos proyectiles. Cuando Joseph J. Thomson descubrió el electrón, en 1897, estaba estudiando un fenómeno, como muchos físicos experimentales harían después, que cabía interpretar a la perfección en términos de partículas. La partícula es una noción operativa. No resulta muy práctico trabajar con campos cuánticos a la hora de diseñar un tubo de rayos catódicos o un microscopio electrónico.

Campos entrelazados

Si un campo cuántico plantea un duro desafío de visualización, el modelo estándar multiplica el envite al convocar, no a uno solo, sino a una plétora de ellos. Igual que el electromagnetismo clásico asigna a cada punto del espacio dos flechas (dos campos, uno eléctrico y otro magnético), en el universo de la relatividad cuántica se asignan juegos completos de funciones estadísticas diferentes a cada punto del espacio-tiempo. ¿Cuántas especies de campos coexisten? Los físicos han identificado más de una veintena. Hay un campo de electrones y otro de fotones, uno para cada tipo de quark y de neutrino, y así sucesivamente. En los capítulos siguientes, levantaremos su registro completo y trazaremos con más detalle el mapa de sus relaciones.

Todos estos campos conviven a lo ancho y largo del espacio-tiempo. La energía está fluyendo constantemente de unos a otros, manifestándose en una riqueza exuberante de fenóme-

nos. Las distribuciones estadísticas de cada campo acusan las variaciones energéticas que se producen en los demás, provocando, a su vez, cambios en ellos. No todos los campos se comunican entre sí y tampoco lo hacen del mismo modo. Unos son sensibles a la mayoría,

como los campos de bosones electrodébiles; otros, como los de gluones, llevan una vida más retirada. Podemos admitir una división entre campos de materia (donde se situarían los campos de electrones y los de quarks) y campos mediadores (como los de fotones y gluones). Los primeros son responsables del mundo material, mientras que los segundos lo son de las interacciones. Los ingredientes básicos de las teorías cuánticas de campos no se dividen en categorías excluyentes, como partículas y ondas. Solo existen campos, aunque se presenten en dos variedades, cuyas peculiaridades ocasionan las diferencias que apreciamos entre la luz y la materia. Examinaremos más a fondo esta disparidad en el tercer capítulo.

Por el momento nos limitamos a señalar que, sin el concurso de los campos mediadores, la energía quedaría confinada en cada campo de materia. Un campo de electrones, por ejemplo, no puede intercambiar energía directamente con un campo de quarks. Ha de pasar antes a través de un campo de fotones o de bosones electrodébiles. Muchos fenómenos en los campos de materia, que se interpretan como interacciones entre sus partículas (la repulsión o atracción entre cargas eléctricas, sin ir más lejos) obedecen a intercambios con los campos mediadores.

La mayoría de las veces estas transacciones se realizan a hurtadillas. No siempre se pueden detectar directamente las perturbaciones energéticas que tienen lugar en los campos mediadores cuando estos sirven de meros intermediarios. La energía suele circular amparándose en la incertidumbre de Heisenberg y no se demora.

La imagen a) de la figura 13 representa el estado de dos campos: uno material, de electrones, y otro mediador, de fotones. En el primero se propagan dos perturbaciones energéticas, que se

La tensión en la membrana, pero sin la membrana.

ANALOGÍA DE STEVEN WEINBERG
PARA UN CAMPO CUÁNTICO

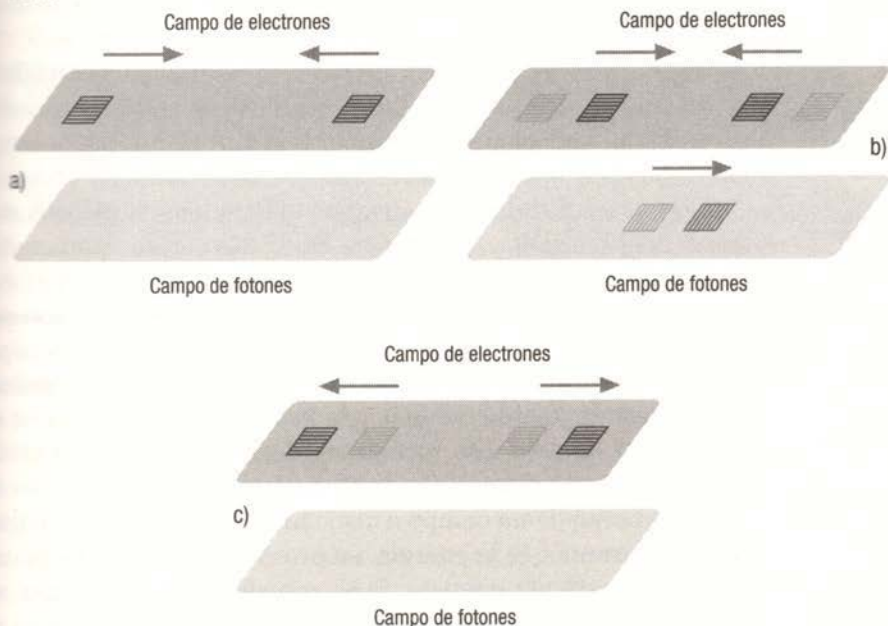
identifican con dos electrones. La energía no se halla tan bien definida como se muestra en el dibujo. En realidad, se destacan dos puntos, en dos momentos, allí donde la probabilidad de detectar una excitación del campo es máxima. En b) se observa cómo las perturbaciones en el campo de electrones repercuten en el de fotones, haciendo aflorar en él una efímera perturbación. Esta perturbación no se puede medir con ningún aparato.

En c) la perturbación del campo de fotones reverbera de vuelta en el campo de electrones. El diálogo entre campos ha afectado a las respectivas distribuciones de probabilidad y, en promedio, interpretamos que las perturbaciones en el campo de electrones han cambiado su dirección de propagación. Podemos describir el mismo fenómeno a bulto, con menos detalle, diciendo que dos electrones se aproximan y desvían sus trayectorias debido a la repulsión eléctrica. El campo de fotones ha oficiado la interacción.

Los dibujos ofrecen aproximaciones muy crudas. La energía está resonando constantemente de un campo a otro. Hasta un electrón que viaja en solitario provoca sin cesar reverberaciones en otros campos, que, a su vez, le repercuten. En este caso, un dispositivo experimental puede registrar parte de la actividad que se desarrolla en el campo de electrones. Aunque en esos momentos, en promedio, no haya energía en el campo de fotones o, pongamos por caso, en el de quarks, en realidad estos campos también están rebullendo de actividad, pero esta se desarrolla en lapsos de tiempo brevísimos, que la incertidumbre nos impide detectar. No obstante, sus efectos fantasmales se acusan de modo indirecto, porque influyen en las perturbaciones estables del campo, a las que sí podemos seguir la pista. Existe, por ejemplo, un escalón de energía en el átomo de hidrógeno, extremadamente pequeño, que Willis Lamb y Robert Retherford registraron en 1947, que la teoría solo genera si en sus ecuaciones se incorpora el tráfico intangible entre el campo de fotones y el de electrones.

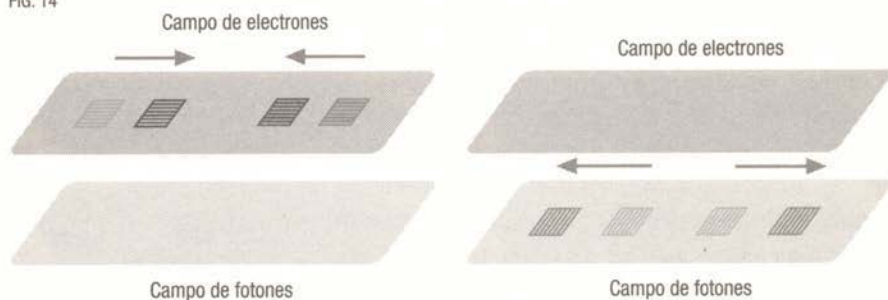
El campo de fotones no solo actúa subrepticamente, también desarrolla su propia actividad estable, interpretable en forma de partículas de luz que se pueden detectar.

FIG. 13



Cuando se adjudica a los campos la categoría de entidades fundamentales, resuelven con naturalidad cuestiones tan profundas que suelen pasar desapercibidas. ¿Por qué todos los electrones, por ejemplo, son idénticos? ¿Qué troquel cósmico los fabrica sin un solo error de acuñación? ¿Por qué tienen exactamente la misma masa en reposo de $9,10938291 \cdot 10^{-31}$ kg y la misma carga de $1,602176565 \cdot 10^{-19}$ C? Al considerarlos como cuantos de la actividad energética de un campo, la respuesta se hace evidente. El campo de electrones despliega la misma escalera energética en cada punto del universo: los saltos entre sus peldaños generan siempre el mismo tipo de cuantos. Los campos también explican las asombrosas metamorfosis que experimentan las partículas. Cuando un positrón y un electrón se encuentran, ejecutan un sorprendente truco de magia, transformándose en dos fotones. ¿Adónde van a parar los primeros

FIG. 14



y de dónde surgen los segundos? Los electrones que se emiten en una desintegración nuclear, ¿se hallaban emboscados en el interior del núcleo? Las incógnitas desaparecen si tras estos fenómenos descubrimos una serie de excitaciones energéticas que reverberan de un campo a otro, adoptando el rostro de partículas diferentes. Si la energía, en promedio, permanece en un campo, la partícula persiste. Si se transfiere a otro campo, se destruye y otra se crea en su lugar. Los campos no se crean ni desaparecen, permanecen como la única realidad subyacente.

La figura 14 representa la aniquilación de un electrón y un positrón (el segundo, sombreado), que da lugar a dos fotones. En esta interacción, la perturbación en el campo fotónico sí es estable y se registra en los experimentos. De nuevo, la representación resulta muy esquemática. Las direcciones del par electrón-positrón y de los fotones, por ejemplo, en general no coinciden.

No todos los campos mediadores o de materia presentan las mismas características. Sus intrincadas relaciones explican la fusión termonuclear de las estrellas, el reflejo de la luz en un espejo, las ondas de radio, la fotosíntesis, los rayos X, la mayoría de los procesos biológicos, la radiactividad... El modelo estándar se ha definido como una teoría de casi todo y, ciertamente, ha superado una cantidad abrumadora de pruebas experimentales. En el deber de la teoría figura la incómoda ausencia de la gravedad. En gran medida obedece a que el modelo estándar describe el

mundo microscópico, donde los efectos gravitatorios se pierden entre el ruido, mucho más intenso, del resto de interacciones.

Una crítica más sutil, estética si se quiere, censura que su delicada construcción no sea del todo autónoma. Sus ecuaciones fundamentales, por sí solas, no bastan para fabricar átomos ni moléculas. Todas las partículas elementales que alumbra carecen de masa y viajan a la velocidad de la luz. Para reproducir nuestro universo, precisa la colaboración de un campo singular, llamado a romper una profunda simetría que anida en el corazón del modelo estándar. Se trata de un campo que se conecta a casi todos los demás (si no a todos) e impone un orden nuevo, del que deriva todo el andamiaje de la materia que conocemos. Ese campo de la discordia es el campo de Higgs.



El campo de Higgs entra en escena

La primera teoría cuántica de campos fue una reconstrucción del electromagnetismo. Su éxito extraordinario motivó los esfuerzos por repetir la operación con el resto de interacciones fundamentales. Sin embargo, las fuerzas nucleares exhibían un comportamiento en apariencia muy alejado del electromagnetismo. El ajuste requirió un toque de prestidigitación matemática que tendría profundas implicaciones físicas: la introducción del campo de Higgs.

Las pistas cruciales que guiaron la construcción del modelo estándar se hallaban ya en la física de Newton. Igual que en el clásico de la literatura policial, *La carta robada*, de Edgar Allan Poe, lo que más se buscaba había estado desde el principio a la vista de todos, en las ecuaciones que los físicos venían manipulando desde el siglo XVIII. Como en el relato de Poe, hizo falta una clarividencia excepcional para apreciar lo que se escondía bajo lo evidente.

Si los aviones se diseñan atendiendo a los principios de la aerodinámica, las leyes de la física parecen obedecer a principios de simetría. Para un físico o un matemático el término «simétrico» se aplica a aquello que se mantiene inmutable cuando todo lo demás cambia a su alrededor. En el caso de la física, son sus ecuaciones las que se someten a una determinada transformación matemática que mantiene intacta su estructura.

Contemplada bajo la perspectiva adecuada, la física clásica se sostiene sobre cuatro simetrías fundamentales. Experimentamos un atisbo de la primera, la simetría de traslación espacial, cuando recorremos una carretera recta, flanqueada por campos de cultivo iguales. Si la pista de asfalto extendiera su monoto-

nía hasta el infinito, como en una pesadilla, la experiencia sería perfecta. La transformación aquí radicaría en desplazar todo el terreno una distancia arbitraria hacia delante o hacia atrás, en la dirección que define el eje de la carretera, como si fuera una colosal alfombra que deslizamos de un tirón. Aunque el movimiento afecta al paisaje en su conjunto, no modifica la situación del vehículo. El conductor, enfrentado al mismo horizonte dividido en dos por la misma carretera, y encajonado entre los mismos campos, no dispone de referencias para concluir si ha sufrido o no un desplazamiento.

Se puede practicar el mismo ejercicio de tirar de la alfombra bajo los pies de las ecuaciones de la física clásica. Imaginemos a Newton en 1665, en la granja familiar de Lincolnshire, donde ha acudido a refugiarse de la epidemia de peste que asola la ciudad de Londres. Allí concibe una serie de experimentos con el propósito de establecer sus célebres leyes de la dinámica. En un momento dado, se dedica a arrojar proyectiles —piedras, por ejemplo— para determinar cómo se curva su trayectoria bajo los efectos de la gravedad terrestre. Un alienígena que realizara experimentos semejantes en el planeta Arcturus de la galaxia Andrómeda, deduciría las mismas leyes de la física que Newton. O lo que es lo mismo, si desplazamos todo el espacio en la dirección de la recta imaginaria que conecta Lincolnshire con la galaxia Andrómeda, para trasladar a Newton con sus proyectiles hasta Arcturus, allí deduciría los mismos principios físicos que en Inglaterra. Este hecho intuitivo se refleja en la estructura matemática de las leyes de la dinámica. Si se someten a la operación equivalente a un desplazamiento de todo el espacio (el tirón de la alfombra), cambia la ubicación del punto de referencia a partir del cual se miden todas las distancias, pero la forma de las ecuaciones no varía.

La segunda simetría atañe a las rotaciones. Un desierto perfectamente llano, sin dunas ni palmeras a la vista que sirvan de referencia, ofrece a los cuatro vientos el mismo panorama desolador. Un mecanismo que girase todo el desierto, como si fuera la plataforma de un gigantesco tióvivo, alrededor de un observador que permanece inmóvil, mudaría todo el paisaje sin introducir en

el cambio alguno. En Lincolnshire, Newton puede llevar a cabo sus experimentos sin preocuparse de en qué dirección arroja la piedra cuya trayectoria pretende investigar. A un nivel fundamental, las leyes de la dinámica son indiferentes a la orientación e ignoran las rotaciones.

El tiempo es el protagonista de la tercera simetría, que a veces se cuela, como un espejismo, en nuestra vida cotidiana. A menudo tenemos la impresión de que los días se repiten, de que si viajáramos en el tiempo a un martes de la semana pasada o a un jueves de dentro de dos meses, acabaríamos en el mismo atasco, en la misma reunión de trabajo o en la misma celebración familiar. La simetría bajo traslación temporal impone esa ilusión a las ecuaciones con un rigor implacable. Las traslada a lo largo del tiempo, hacia el futuro o hacia el pasado, y no se inmutan. En el terreno de la física, la simetría temporal implica que sus leyes no evolucionan. Las fuerzas dependen de la masa, de la velocidad o de las distancias en la misma proporción ahora que hace millones de años.

En su *Diálogo sobre los dos sistemas máximos del mundo*, Galileo apuntó el cuarto pilar simétrico de la física clásica: el principio de relatividad. La vida cotidiana nos sirve, de nuevo, una sencilla analogía. Cuando permanecemos sentados en el vagón de un tren que aguarda su salida en la estación y arranca a nuestro lado otro convoy, experimentamos la ilusión de que es nuestro propio tren el que se ha puesto en marcha. El principio de Galileo sostiene que si el cristal de las ventanillas se volviera opaco, no sabríamos determinar si el tren circula con velocidad constante por una vía recta o continúa aparcado en el andén. En lo que se refiere al movimiento, las leyes físicas son como nuestro estómago: solo detectan aceleraciones: el arranque, un frenazo, la toma de una curva, el traqueteo... Cualquier experimento mecánico producirá el mismo resultado en el interior de un vagón que se desliza con velocidad constante sobre los rieles de una perfecta vía recta que en otro que está en reposo. La transformación de Galileo recuerda un poco a la traslación espacial, pero en lugar de dar un tirón a la alfombra, la deja moviéndose con una velocidad fija.

Conviene precisar que las simetrías que estamos considerando residen en las leyes, no en las entidades físicas que gobiernan. Es decir, la trayectoria azarosa de los trenes, de las piedras o de los planetas ostenta una manifiesta asimetría. Distinguimos entre pasado y futuro, entre oriente y septentrión, entre un polígono industrial y una selva de Borneo. Nuestro peregrinar por el espacio y el tiempo redunda en una constante y accidentada constatación de que las cosas cambian. Podemos apreciar la distinción en el marco familiar de la gravitación universal de Newton. Sobre el papel, esta ley exhibe una inmaculada simetría esférica. Para comprobarlo, basta imaginar una colosal esfera virtual que rodeara al Sol. Un planeta, como la Tierra, cuyo centro se fuera desplazando a lo largo de la superficie de la esfera sentiría la misma atracción gravitatoria en todos sus puntos. La fuerza solo varía si modificamos la masa de la estrella o del planeta, o si aumentamos o disminuimos el radio de la esfera imaginaria, es decir, si alejamos o acercamos el planeta a la estrella. La ley de Newton hace gala de una olímpica indiferencia hacia cómo se oriente la Tierra.

Si la simetría de la ley se trasladara al pie de la letra a la trayectoria de los planetas, estos dibujarían círculos perfectos alrededor del Sol, tal como soñaron los griegos y los astrónomos medievales, con sus astros incrustados en esferas celestes. Sin embargo, describen elipses, cuyo achatamiento rompe la simetría esférica, definiendo una dirección en el espacio. La simetría de la ley subyace en que, en principio, la elipse podría orientarse en cualquier dirección. Al final, esta queda definida por la influencia gravitatoria del resto de masas del universo.

Aunque durante un tiempo los físicos no prestaron demasiada atención a las simetrías de sus ecuaciones, apreciaron de inmediato la importancia de los principios de conservación. A lo largo del siglo XVII, antes incluso del advenimiento de Newton, se bosquejaban ya versiones del principio de conservación de la energía y del momento lineal. El momento angular no tardó en incorporarse al ilustre panteón de magnitudes físicas conservadas. Recordemos que el momento lineal se define como el producto de la masa de un cuerpo por su velocidad. El momento angular

requiere una definición más técnica, en la que intervienen el propio momento lineal del cuerpo y su distancia a un eje de giro.

Los principios de conservación aúnan la utilidad con el misterio. Son una promesa que hace la naturaleza y que hasta ahora nunca ha roto. Con frecuencia, la complejidad de los fenómenos pone a prueba la capacidad de análisis de los científicos. Los principios de conservación acuden en su ayuda. Desafían el caos aparente, señalando pautas y regularidades, que se articulan en leyes. Estas, a su vez, permiten realizar predicciones exactas. Si somos capaces de identificar un sistema aislado, compuesto por moléculas de gas, los cuerpos celestes del sistema solar o una colección de núcleos radiactivos, por abstrusa que sea la razón de sus fenómenos, podremos desentrañar su comportamiento confiando en que la energía total y los momentos totales se conservarán.

Los principios de conservación no solo imperan en el dominio clásico. Siguen siendo las herramientas básicas con las que extraer información de los procesos naturales en los territorios más salvajes, cuánticos y relativistas. El matemático francés Poincaré, en su célebre ensayo *La ciencia y la hipótesis*, señaló que la verdadera razón de ser de una magnitud como la energía es precisamente su constancia: «Sean cuales sean las nuevas nociones que adquiramos sobre el mundo en virtud de futuros experimentos, tenemos la certeza de que allí habrá algo que permanecerá constante, y a lo que podremos llamar *energía*».

En los albores del siglo xx, por tanto, los principios de conservación gozaban de la más alta estima, mientras que las simetrías se mantenían en un discreto segundo plano, como propiedades sensatas de las leyes que se habían descubierto. Parecía lógico que estas no cambiaran con el paso del tiempo, o según el lugar donde las buscara el científico, o en función de la dirección en la que este decidiera orientar su dispositivo experimental. Este buen comportamiento, de puro razonable, casi se daba por sentado, sin ulteriores consideraciones. Entre 1905 y 1915, Albert Einstein desencadenó dos seísmos que alteraron por completo el *statu quo*. El primero lo provocó por sí mismo, del segundo, solo cabe atribuirle una responsabilidad indirecta.

En 1905 una de las revistas científicas más reputadas, *Annalen der Physik*, publicó entre sus páginas el artículo «Sobre la electrodinámica de los cuerpos en movimiento». En él, Einstein establecía las líneas maestras de la relatividad especial y derrocaba para siempre las nociones intuitivas sobre el espacio, el tiempo y la simultaneidad. A pesar de sus profundas implicaciones, desde el punto de vista de las simetrías, lo único que hizo fue retocar el principio de relatividad de Galileo. A los experimentos que deben producir el mismo resultado en un vehículo que se desplaza con velocidad constante y en otro en reposo, añadió la medida de la velocidad de la luz. La operación ponía de manifiesto que una pequeña modificación en una simetría podía desatar una revolución conceptual. En atención a su fundamento simétrico, no es de extrañar que Einstein juzgara más apropiado llamar a su teoría «de los invariantes» que «de la relatividad».

La verdadera vindicación de las simetrías la llevó a cabo una década después la algebrista alemana Emmy Noether, mientras participaba en la depuración formal de la teoría de la relatividad general que estaba acometiendo un equipo de matemáticos de la Universidad de Gotinga. Quizá Noether no pisara nunca un laboratorio, pero identificó los cimientos sobre los que descansaba toda la fábrica de conocimiento que los físicos venían levantando desde hacía siglos. En esencia, destapó la conexión entre simetrías y principios de conservación. En un teorema (dos en realidad) demostró que si las ecuaciones fundamentales que describen un sistema físico exhiben la simetría de traslación espacial, en él se conserva el momento lineal; si permanecen inalteradas bajo rotaciones, se conserva el momento angular; y si no evolucionan con el tiempo, se conserva la energía. Los principios de conservación, por tanto, no son más que consecuencias de las simetrías.

El teorema de Noether, como Jano, el dios de la mitología romana, muestra dos rostros, uno de ellos contempla el pasado, mientras el otro dirige su mirada al porvenir. Por un lado, enseña la mecánica de las viejas leyes. Por otro, explica cómo colocar las vigas maestras de las teorías futuras. En ese sentido se puede utilizar casi como un programa de diseño, para esbozar

con su ayuda otros universos, cuyos pilares simétricos sostienen físicas alternativas, pero coherentes. El teorema no depende de unas ecuaciones fundamentales en particular, luego se extiende a la construcción de infinitud de teorías. El vínculo entre las simetrías y la regularidad que los principios de conservación señalan en los fenómenos parece revelar una de las verdades más profundas de la naturaleza.

Las simetrías clásicas afectan a un escenario, el espacio-tiempo, de cuatro dimensiones, que rotan o desplazan. Noether contempló no solo la mutación del escenario, sino también la de los actores que lo ocupan. Los intérpretes del drama cuántico y relativista son los campos cuánticos. ¿Admiten transformaciones que dejen intactas las ecuaciones fundamentales? La exploración de nuevas simetrías proporcionó claves de diseño a un nivel todavía más profundo y ofreció la respuesta a una pregunta casi tan vieja como la curiosidad humana: ¿de qué modo ejercen su influencia unos cuerpos sobre otros?

Solo se exagera un poco al decir que la física es el estudio de la simetría.

PHILIP WARREN ANDERSON,
PREMIO NOBEL DE FÍSICA EN 1977

LA FÓRMULA SECRETA DE LA EDC

La electrodinámica cuántica (EDC) dilató el horizonte respecto a lo que cabe esperar del acuerdo entre las predicciones de una teoría y los valores que se acaban midiendo en un laboratorio. Al cotejar los números que el teórico escribía en una pizarra con los que el experimental extraía de sus aparatos, los dedos recorrían las cifras decimales, dictando una coincidencia tras otra. Uno de los padres de la EDC, Richard Feynman, lo ilustró con una analogía sugestiva: «Si midieras la distancia entre Nueva York y Los Ángeles con la misma precisión, sería exacta hasta el grosor de un cabello». Semejante proeza le ganó, con merecimiento, el apelativo de teoría más precisa en la historia de la ciencia.

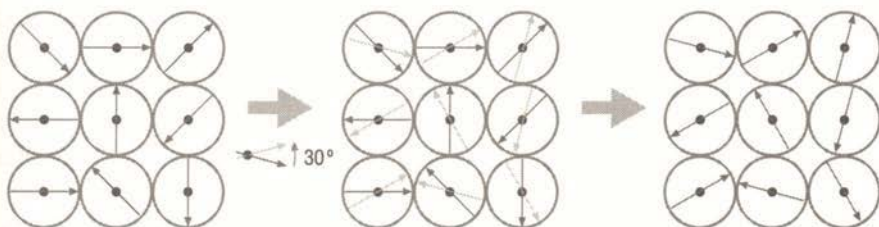
En la física, como en otras actividades más mundanas, resulta aventurado apostar por el éxito. Cuando este llega por sorpre-

sa, se intentan identificar sus causas, con la esperanza de poder repetirlo. Los teóricos sometieron a la EDC a una minuciosa disección y después de un examen a conciencia resultó que sí, que, después de todo, su éxito obedecía a una fórmula. Su ingrediente secreto era una nueva especie de simetría.

Las ecuaciones fundamentales de la EDC ligan dos campos cuánticos, el campo de electrones y el campo de fotones, y describen cómo fluctúa la energía de uno a otro. Sus cuantos son partículas de luz y de materia que interactúan, dando pie a los fenómenos del electromagnetismo. Para mayor claridad, vamos a despejar un poco el escenario y comenzar solo con un campo de electrones. Nos trasladamos, por tanto, a un universo distinto del nuestro, en el que no existen fotones. Al no disponer de ningún campo mediador, las excitaciones del campo de electrones no dialogan entre sí. Las partículas no se atraen ni se repelen. Las ecuaciones de un universo semejante, con todo, se parecen bastante a las del nuestro. Exhiben las simetrías clásicas, así que en él también se conservan la energía, el momento lineal y el momento angular.

Cuando se examina la estructura de la teoría, se advierte en ella una curiosa flexibilidad. El campo de electrones admite diversas encarnaciones y todas ellas cumplen las ecuaciones fundamentales. Es decir, cabe ejecutar ciertas modificaciones en el objeto matemático que representa al campo sin que se alteren las predicciones que proyecta sobre los fenómenos. En el capítulo anterior vimos que una barrera separa el ámbito abstracto, donde habitan las funciones estadísticas del campo, del mundo tangible, caracterizado por magnitudes como la velocidad o la posición que se registran en los experimentos. Pues bien, al otro lado de la frontera, en el terreno matemático donde se cocinan las probabilidades, los campos muestran una cierta ambigüedad. Si se someten a una determinada cirugía matemática, se convierten en un campo nuevo, tan válido como el anterior. Al cruzar la barrera hacia el mundo físico, da igual hacerlo de la mano del campo original o del campo modificado. Ambos obedecen las mismas ecuaciones y ofrecen las mismas predicciones sobre el valor de las magnitudes observables. Esta versatilidad no se reduce a una

FIG. 1



Al girar el mismo ángulo (30°), la posición relativa de las veletas no cambia. Si nos fijamos en la que ocupa la posición central, por ejemplo, se comprueba que las flechas que apuntaban en direcciones paralelas o perpendiculares a ella lo siguen haciendo después de la transformación.

pareja de campos. Existen infinitas encarnaciones del campo y todas ellas se relacionan entre sí mediante una sencilla operación de transformación, que nos permite pasar de una a otra.

Se puede visualizar la holgura que disfrutamos a la hora de definir el campo asignándole una especie de veleta abstracta en cada punto del espacio-tiempo (figura 1). Cuando una veleta gira un ángulo cualquiera, modifica el valor del campo en ese punto. La operación que deja intactas las leyes de nuestro peculiar universo consiste en girar todas las veletas el mismo ángulo (pongamos que 30°). No importa en qué dirección apuntasen al principio, todas se desvían 30° . Desde el punto de vista de una veleta cualquiera, sus compañeras siguen apuntando en la misma dirección, porque todas rotan al unísono el mismo ángulo. Las orientaciones relativas se mantienen.

La mudanza del valor del campo en todos los puntos del espacio-tiempo, fruto del giro simultáneo de todas sus veletas, produce un nuevo campo, que constituye una representación tan legítima como la anterior y que satisface las mismas ecuaciones fundamentales. Para pasar de una representación a otra basta con girar las veletas, en un sentido u otro, 30° . Por supuesto, da igual la elección del ángulo. Si este se aumenta gradualmente a partir de cero, se van generando de forma ordenada las infinitas representaciones del campo.

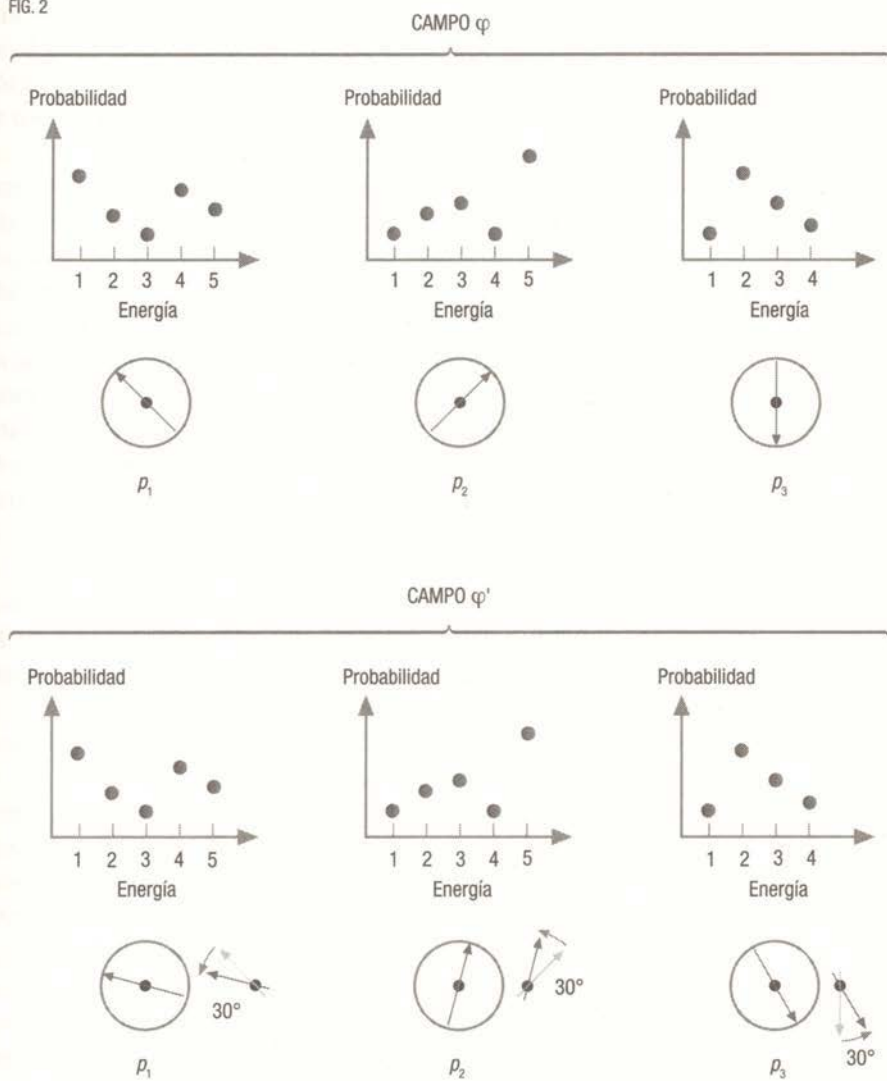
La figura 2 ilustra la situación del campo de electrones, que identificamos con la letra φ , antes y después de sufrir una transformación, en tres puntos del espacio-tiempo. En las gráficas se muestran tres distribuciones de probabilidad para los diversos estados de energía; debajo, la correspondiente orientación de las veletas. Un giro de 30° convierte φ en φ' . Se observa cómo las distribuciones de probabilidad (cuya validez se puede contrastar mediante un experimento) no acusan el cambio.

Este universo cuántico, poblado por electrones solitarios, que no se comunican entre sí, cuenta con una forma de cambiar todo para que nada cambie que no existía en la física newtoniana: el giro de las veletas. Con toda su novedad, no hay duda de que se trata de una simetría, que nos permite acudir al teorema de Noether para exigirle a cambio una cantidad conservada. El teorema nos la entrega, es la carga eléctrica. Que esta se conserva nos lo podría haber dicho Benjamin Franklin a mediados del siglo XVIII, pero ahora hemos descubierto por qué lo hace.

La nueva simetría se diferencia de las que ya conocíamos en que responde a una redundancia en la descripción matemática de los fenómenos: infinitos campos describen la misma física. Es decir, proporcionan la misma distribución de probabilidades para cada estado de la energía, que es la información que se puede contrastar experimentalmente. Los campos, como tales, no son observables, son construcciones matemáticas. No existe ningún experimento que identifique una de sus representaciones y descarte las demás. En las simetrías clásicas, las operaciones que rotan o desplazan el espacio-tiempo no se ejecutan en un ámbito abstracto, aunque se describan matemáticamente, sino en el mundo real. Si nos mudamos de un punto a otro o dejamos que transcurra el tiempo, advertimos las mismas leyes físicas. Las ecuaciones donde se manifiestan las simetrías relacionan magnitudes medibles, como la aceleración o la energía, mientras que las ecuaciones donde se manifiesta la nueva simetría manejan campos cuánticos, que no se pueden observar.

La multiplicidad de campos legítimos no se puede tachar de mera curiosidad, porque genera la conservación de la carga eléctrica, principio que se verifica cada día en cualquier laboratorio

FIG. 2



Las predicciones observables de φ y φ' (las probabilidades de cada valor de la energía en los puntos p_1 , p_2 y p_3) no cambian con el giro de las veletas.

del universo de los electrones solitarios. En la jerga científica, las simetrías que delatan una redundancia en la descripción matemática de una teoría se conocen con el nombre de *simetrías gauge*. La naturaleza parece sentir una particular predilección por ellas. Las transformaciones que las ponen de manifiesto se llaman *transformaciones gauge*.

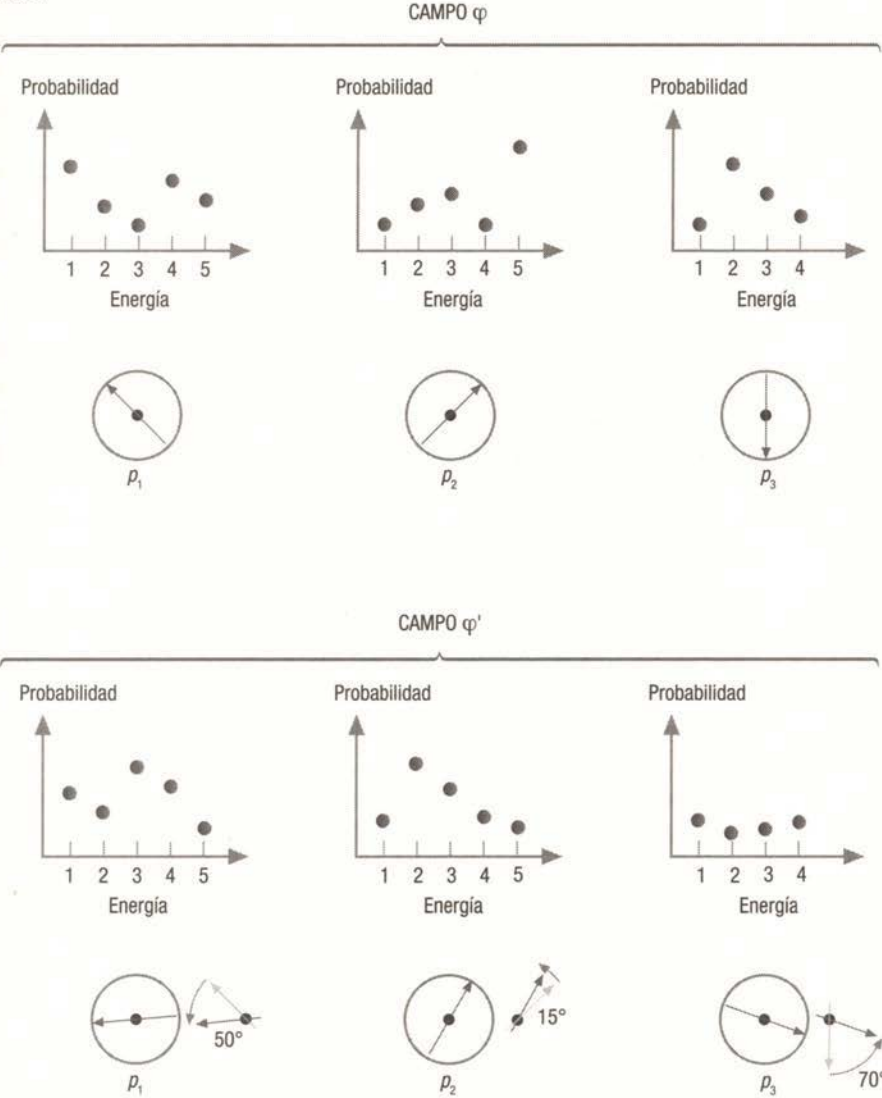
¿Qué sucede si se trastocan las veletas del campo de electrones, pero modificando el ángulo de giro de un punto a otro del espacio-tiempo? Se gira una veleta, pongamos que 30° , pero la siguiente 31° , la que está a continuación 32° ... La transformación ya no se aplica de forma global (afectando por igual a todas las veletas), sino local (cada una recibe un trato distinto). Ahora, cualquier veleta advierte que sus vecinas han cambiado de orientación. Ya no se mantienen las posiciones relativas. Esta intervención más radical rompe la simetría. El reajuste local deforma el campo en cada punto en un grado distinto y la ecuación fundamental que rige su evolución se distorsiona, lo que afecta a su descripción de los fenómenos.

La figura 3 muestra cómo φ y φ' despliegan distintas distribuciones de probabilidades para los mismos puntos p_1 , p_2 y p_3 . La transformación local ha modificado la posición relativa de sus veletas.

La pérdida de la simetría cierra las puertas al teorema de Noether y la carga eléctrica deja de conservarse.

Al inspeccionar la ecuación que dicta la evolución del campo después de que un viento revoltoso siembre el caos entre sus veletas, descubrimos dos clases de términos. Unos se pueden agrupar en una ecuación con la misma forma que la que teníamos antes de la transformación local. Esta es la parte simétrica de la ecuación transformada. Por desgracia, se ha producido otra serie de términos basura, que antes no estaban, y que son los responsables de arruinar la simetría. Estos términos basura no se generan en la transformación global. Existe un mecanismo para eliminarlos y restablecer la simetría: introducir en la ecuación fundamental de la teoría un segundo campo. Este nuevo campo, al sufrir la transformación local, también generará dos clases de términos: términos simétricos y términos basura.

FIG. 3



Las predicciones observables de φ y φ' (las probabilidades de cada valor de la energía en p_1 , p_2 y p_3) cambian con la transformación local, que asigna ángulos distintos a cada punto.

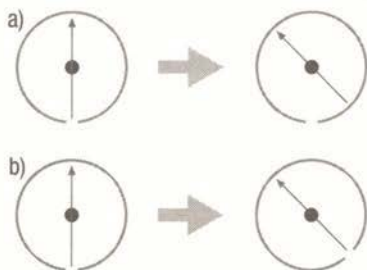
El truco consiste en diseñar el nuevo campo con absoluta alevosía, de modo que sus términos basura cancelen exactamente los términos basura del campo de electrones.

El segundo campo goza de una libertad de representación semejante a la del campo de electrones. También admite infinitas encarnaciones que no producen efectos físicos observables. Se trata de aprovechar esa libertad de elección para cancelar los términos basura que genera la transformación local en el campo de electrones. Para lograrlo, debe comunicarse con él. Si interactúan, una metamorfosis en el campo nuevo (etiquetémoslo como A) tendrá repercusiones en el campo de electrones (que identificaremos, igual que antes, con la letra φ). Hay que conseguir que la transformación gauge en A afecte a φ de manera que compense la diferencia de rotación entre una veleta y las que la rodean. Es como si una operación desviase la veleta que corona una torre y la otra girase el suelo en el que se apoya la propia torre. Ambas operaciones afectan la orientación de la veleta y la segunda puede corregir cualquier efecto indeseado que introduzca la primera (figura 4).

Veámoslo mejor a través de un ejemplo. La transformación gauge local en φ gira en ángulos diversos las veletas del campo de electrones. Pongamos que en dos puntos, p_1 y p_2 , las rota 50° y 15° . Nuestro objetivo es diseñar un campo A que, al transformarse, afecte a φ girando los soportes de las dos veletas, -20° y 15° . La suma de ambas transformaciones producirá un giro neto en cada una de 30° (figuras 5 y 6), como hacía la transformación global. La labor concertada de los dos campos preserva la simetría frente a una transformación más exigente, local.

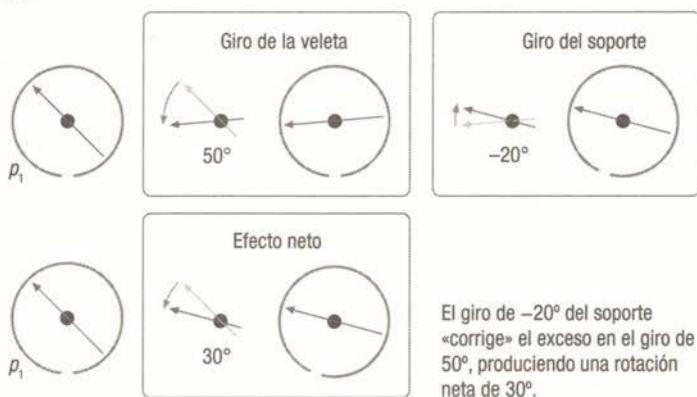
Tratemos de interpretar todo el proceso desde una perspectiva más física. La transformación local trastorna las predicciones observables del campo de electrones. ¿Qué otra acción podría causar un efecto semejante? La influencia de un segundo campo. ¿Y cómo se relacionan los campos? Intercambiando energía. Como hemos permitido que φ y A interactúen, los electrones pueden emitir o absorber cuantos de A. Los cuantos de A, a su vez, producen pares electrón-positrón. Cada campo tiene así la potestad de modificar la distribución energética del otro. Cabe

FIG. 4



Podemos orientar la veleta mediante dos operaciones independientes. En a) es el viento el que produce el movimiento; en b), un giro del soporte. Este último se ilustra mediante una pequeña muesca en el círculo del soporte. En a) no se desplaza (el soporte no se mueve) y en b) sí.

FIG. 5



El giro de -20° del soporte «corrige» el exceso en el giro de 50°, produciendo una rotación neta de 30°.

FIG. 6



El giro de 15° del soporte «corrige» el defecto en el giro de 15°, produciendo una rotación neta de 30°.

coordinar las interacciones para que contrarresten los efectos de la transformación gauge, que altera las probabilidades en A (que repercuten en φ) y las probabilidades en φ (que repercuten en A).

La estrategia, para que funcione, exige una absoluta penetración entre campos, de modo que la basura de A neutralice exactamente la basura de φ en todos los puntos del espacio-tiempo. A debe ser sensible a cómo la transformación gauge local modifica la orientación de las veletas de un punto a otro, para compensar las diferencias mediante rotaciones de los soportes que mantengan las orientaciones relativas. Todas estas maniobras se ejecutan en el terreno matemático. ¿Qué clase de partículas produce A ? ¿Qué aspecto tiene el nuevo universo donde los electrones han roto su aislamiento gracias a la mediación de un nuevo campo? Después de hacer unos cuantos cálculos, se comprueba que el nuevo universo *es nuestro universo*, al menos en su vertiente electromagnética. La cuantización de A genera fotones. La acción coordinada de φ y A da pie a todos los fenómenos del electromagnetismo. Por supuesto, al recomponer la simetría, se recupera la conservación de la carga eléctrica. Asegurar la invariancia gauge local del campo de electrones impone un nuevo campo que lo reequilibre, el campo electromagnético. Para que las ecuaciones exhiban simetría gauge local hay que introducir una interacción. En palabras del físico Sheldon Lee Glashow, si quisiéramos poner el Antiguo Testamento al día, habría que modificar el primer capítulo del Génesis y donde se lee: «Hágase la luz», escribir: «Hágase una simetría gauge».

Entre los requisitos que debe cumplir A para llevar a cabo su labor de limpieza en las ecuaciones, figura que sus cuantos tengan masa nula y que, por tanto, se desplacen a la velocidad de la luz. Si los fotones presentaran una fracción de masa, por mínima que fuera, se rompería la simetría local.

Las transformaciones gauge amplían las funciones del programa de diseño del teorema de Noether. Este indicaba cómo han de ser las ecuaciones fundamentales de una teoría para dotarla de magnitudes conservadas, como la energía o el momento. Las simetrías gauge nos enseñan a introducir interacciones entre

campos. Explican de dónde proceden la luz o el magnetismo. Y también por qué son como son. La exigencia de una absoluta compenetración con los campos de materia, define casi todas las propiedades de los campos mediadores. Igual que una sola hebra de ADN permite reconstruir la doble hélice, los campos de materia generan potencialmente la estructura de la interacción si somos capaces de identificar la simetría adecuada, es decir, la operación de transformación de los campos que deja intactas las ecuaciones fundamentales de la teoría.

Pasado el primer tercio del siglo xx, los físicos buscaban desesperadamente reglas para diseñar teorías cuánticas de campos. Los fenómenos nucleares se agazapaban en el interior casi inaccesible de los átomos. Para resolver la imagen subatómica se necesitaban sondas muy precisas, con energías fuera del alcance tecnológico de la época. Los datos experimentales eran escasos e incompletos. Los físicos avanzaban a ciegas. La promesa del enfoque gauge consistía en que, si los principios constructivos de la EDC ordenaban también las interacciones nucleares, quizá se podrían salvar las lagunas experimentales con la asistencia de una guía teórica. Si se reconocían los campos de materia implicados y se descubría la simetría gauge adecuada, las matemáticas revelarían la forma de los campos mediadores nucleares. Sobre el papel, parecía una estrategia prometedora. En la práctica resultó una tarea ímproba, muy alejada de un calco literal del modelo electromagnético.

LOS MISTERIOS DEL NÚCLEO

Las dos interacciones fundamentales que la física clásica supo identificar con claridad fueron la gravedad y el electromagnetismo. Ya en los anaqueles de la Biblioteca Real de Alejandría se acumulaban tratados sobre la luz. Los fenómenos ópticos se fueron desvelando en tanteos sucesivos. Primero fue la geometría de los rayos reflejados en los espejos de griegos y árabes; luego se estudió su refracción al cruzar las lentes de los artesanos holandeses; la propia naturaleza de los rayos se justificó

mediante teorías ondulatorias y corpusculares, que fueron superadas por los campos electromagnéticos... La EDC culminó una investigación que llevaba siglos en marcha y que acumuló un riquísimo acervo experimental. Con toda su sofisticación, la EDC no desmiente las teorías que la precedieron. Las amplía hasta la escala subatómica, pero de lejos dibuja la misma geografía. Los campos cuánticos, en una primera aproximación, se comportan como los campos continuos de Maxwell. De estos se desprenden sin esfuerzo los rayos luminosos de la óptica geométrica.

El átomo encuentra en el electromagnetismo a su gran embajador. La mayoría de sus relaciones con el entorno se establecen a través de la incesante actividad de sus electrones más externos y de los fotones que estos emiten y absorben. Sin embargo, a resguardo del núcleo se desarrollan otras tensiones que pasaron inadvertidas durante milenios. Hoy en día se interpretan mediante la acción de dos nuevas interacciones, la débil y la fuerte. Ninguna mereció una teoría clásica. Ni los griegos, ni Newton, ni siquiera Maxwell sospecharon la existencia de un núcleo atómico, mucho menos las fuerzas que lo cohesionan o desintegran. La gravedad y el electromagnetismo llevan una destacada vida pública, porque su alcance es infinito. Las perturbaciones de sus campos mediadores, fotones y gravitones, son viajeros formidables, capaces de recorrer distancias astronómicas. Los mediadores de las interacciones nucleares llevan en cambio existencias efímeras y solo alcanzan a explorar distancias infinitesimales antes de desvanecerse.

El estudio de la interacción débil y fuerte discurrió por vías más o menos paralelas a lo largo del siglo xx. Lo que se averiguaba en el terreno de una se aprovechaba en el de la otra, al tiempo que cada proceso conocía sus propios frenazos y acelerones. Sin duda, existían vasos comunicantes, puesto que los moradores más conspicuos del núcleo, a saber, los quarks, participan de ambas. En la exposición que sigue, se contará la historia de forma algo sesgada. En aras de la claridad, se sacrificará cuidadosamente cualquier alusión a la interacción fuerte. Armar un modelo de la interacción débil que ignore a su fuerza nuclear hermana

no reviste mayores complicaciones. A fin de cuentas, los campos mediadores constituyen la esencia de una interacción y ninguno de los mediadores de la fuerza débil siente la interacción fuerte. En justa correspondencia, los mediadores de la interacción fuerte, los gluones, ignoran olímpicamente la interacción débil. Por supuesto, no se puede adquirir una imagen cabal del núcleo sin la asistencia de ambas. En nuestra explicación, los quarks intervendrán como estrellas invitadas, meros actores de los procesos débiles, obviando las complejidades inherentes a su participación simultánea en los procesos fuertes.

El primer aviso de que había que ampliar el catálogo de interacciones fundamentales más allá de la gravedad y el electromagnetismo se produjo en 1896. El francés Antoine Henri Becquerel se hallaba investigando el comportamiento de ciertos materiales fluorescentes, que se caracterizan por desprender luz después de haberla absorbido. Becquerel había centrado su estudio en las sales de uranio, procurando determinar si además de luz emitían los misteriosos rayos X que acababa de descubrir Wilhelm Conrad Röntgen, en Wurzburg, apenas un año antes. Para detectar la radiación, Becquerel utilizaba placas fotográficas, que envolvía en una doble hoja de papel negro muy grueso, para protegerlas de la luz. Depositaba el mineral de uranio encima de una placa, que situaba sobre el alféizar de una ventana, de manera que los rayos solares estimularan el mineral, pero no la placa envuelta. Si pasadas unas horas esta se velaba, solo cabía atribuirlo a la actividad del uranio, excitado por el sol. ¿O no? En los últimos días del mes de febrero, el mal tiempo se cruzó de forma providencial en los experimentos. Las nubes encapotaron el cielo de París y Becquerel guardó sus muestras en un cajón. La interrupción se dilató más de lo esperado. Los días transcurrían y las nubes no clareaban. En un arrebato de impaciencia, Becquerel reveló la placa de todos modos. Estupefacto, comprobó que se había ennegrecido. La sal de uranio había desprendido sus rayos misteriosos sin necesidad de ninguna estimulación solar.

Se barajaron diversas hipótesis para explicar lo sucedido. ¿Se producía una reacción química en el interior del uranio que desprendía una intensa luz? ¿El mineral absorbía alguna clase de

radiación desconocida que acto seguido liberaba? Ninguna de las recetas de la física clásica parecía explicar satisfactoriamente los fenómenos radiactivos, que pronto atrajeron a una legión de investigadores curiosos, como el matrimonio Curie. En experimentos posteriores, Becquerel comprobó que la radiación se desviaba al cruzar un campo magnético: estaba cargada eléctricamente, luego no podía tratarse de luz.

La radiactividad obedece a ciertos reajustes dentro del núcleo atómico, que buscan aumentar espontáneamente su estabilidad. Se distinguen tres procedimientos básicos. En uno, se expulsa luz de alta frecuencia (con un nombre más fastuoso: rayos X); en otro, se despiden núcleos de helio (partículas alfa), y en un tercero, se desprenden electrones (bajo el disfraz de partículas beta). De las tres vías, la última es la que nos conducirá, a través de diversos vericuetos, hasta el Higgs.

Walter Kaufmann fue quien determinó que la radiación de Becquerel estaba compuesta por electrones, de ahí su deriva al cruzar un campo magnético. En Montreal, en la Universidad de McGill, Ernest Rutherford y Frederick Soddy descubrieron atómos que las partículas alfa eran la escoria que dejaba el átomo en sus prácticas esotéricas. A medida que el torio que estudiaban emitía radiación, se transformaba en otro elemento químico: el radio. Cuando se dieron cuenta de lo que sucedía, Rutherford advirtió en broma a su ayudante: «No se te ocurra llamarlo transmutación o pedirán nuestra cabeza por alquimistas». Se podía llamar como se quisiera (acabó recibiendo el nombre de *desintegración*), pero de lo que no cabía duda era de que la naturaleza realizaba por doquier y sin descanso el viejo sueño alquimista de transformar un elemento en otro. Es cierto que la naturaleza no sentía un particular interés por el oro, sino más bien por elementos más pesados e inestables, como el uranio o el polonio. Tampoco se valía de reacciones químicas para la metamorfosis, que era la ineficaz receta medieval.

En las primeras décadas del siglo xx, la imagen del átomo fue ganando resolución. Se distinguió entre el núcleo y su cortejo de electrones, se identificaron los protones y los neutrones, y se comprendió que la identidad de un elemento químico radica en

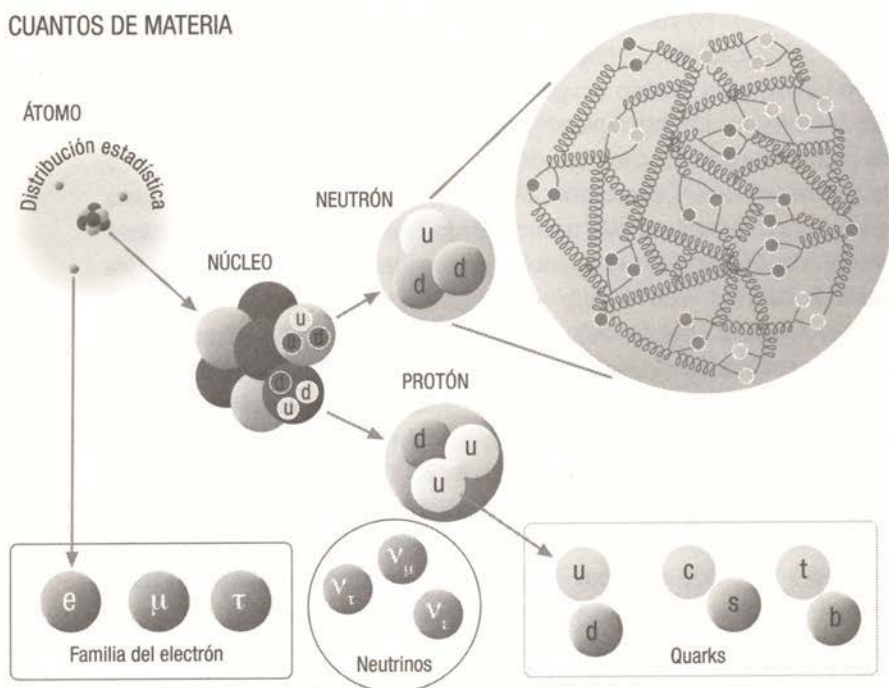
su número de protones. Dispones de tres protones y eres litio; de cincuenta y uno, y eres antimonio. En la desintegración alfa, el átomo radiactivo expulsa un núcleo de helio, que va cargado con dos protones. Esa doble pérdida lo vuelve otro átomo, más estable, a costa de un retroceso de dos casillas en la tabla periódica. Es lo que le sucede al isótopo más abundante del uranio cuando se transforma en torio-234. La desintegración beta supone un proceso diferente, que recorre la tabla en sentido contrario: al ganar un protón se avanza una casilla, como ocurre con el bismuto, que se convierte en su compañero de la sexta fila, el polonio. Aquí el átomo practica un desconcertante truco de prestidigitación. ¿De dónde procede el protón extra que aparece en el núcleo? Nadie lo ve acercarse ni entrar en el átomo. Y el electrón que también emite, ¿se hallaba emboscado en el interior del núcleo? Porque el átomo no pierde ningún electrón de su corteza. La desintegración beta plantea un juego con reglas nuevas: exige el concurso de una tercera interacción fundamental, distinta de la gravedad o del electromagnetismo, que troca cuantos de un campo de materia en cuantos de otros campos materiales. Transforma un neutrón en un protón y crea un electrón donde antes no lo había.

Por si no bastaran estos enigmas, una auditoría rigurosa al núcleo reveló que las cuentas energéticas tampoco cuadraban. En teoría, la energía del núcleo antes de una desintegración beta debía ser igual a su energía después de la desintegración más la energía que se llevara el electrón en fuga. Como la masa de los neutrones es algo mayor que la de los protones, convertir un neutrón en un protón produce un remanente de energía. Este se puede invertir en crear la masa de una partícula mucho más ligera, como el electrón, y en proporcionarle, además, la gasolina que necesita para salir disparada. En cualquier caso, la cantidad de energía a lo largo de todo el proceso debe mantenerse constante. Lo desconcertante es que la mayoría de las veces el electrón no aprovechaba toda la energía a su disposición para la huida. O lo que es lo mismo, después de la desintegración se medía menos energía que al principio. Luego no se conservaba. Para empeorar la situación, el momento lineal, tampoco. La emi-

GENEALOGÍAS CUÁNTICAS

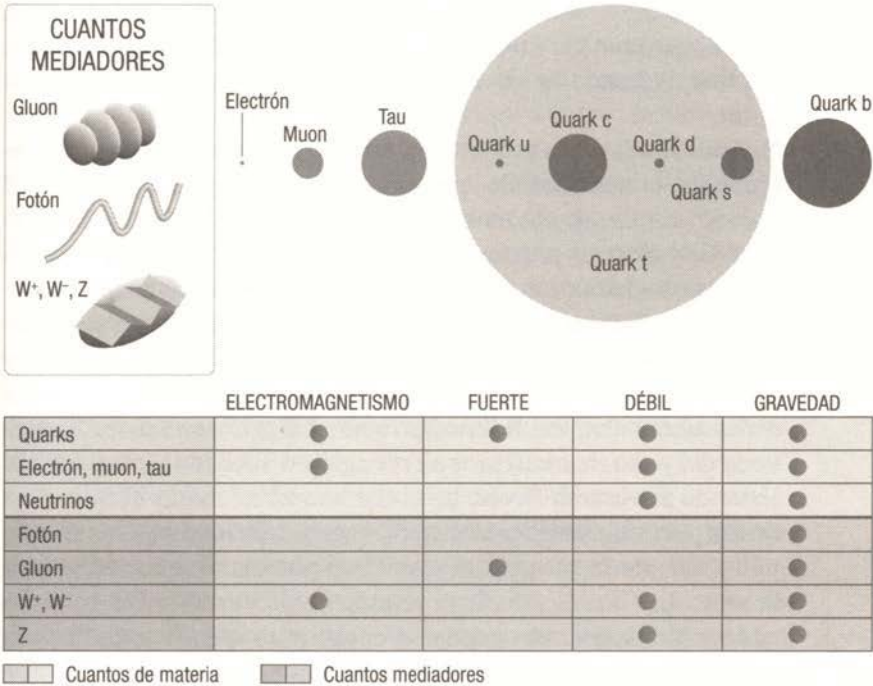
En una primera aproximación, se puede considerar que los neutrones y los protones encierran cada uno un trío de quarks. El protón se compondría de dos quarks u y un quark d ; el neutrón, de dos d y uno u . Sin embargo, la borrosidad cuántica desdibuja esta imagen tan nítida, como cabe esperar siempre que uno se interna en escalas subatómicas. Igual que en el vacío bulle un hervidero de partículas indetectables, encubiertas por la incertidumbre de Heisenberg, en el interior de los protones y neutrones se agita un maremágnum de partículas virtuales dominadas por la interacción fuerte. ¿Cuántas partículas se pueden contar dentro de un protón? Resulta imposible establecer el censo exacto. La única certeza es que siempre habrá dos quarks u más que antiquarks u y un quark d más que antiquarks d . Todos ellos en buena compañía de infinitud de gluones (los mediadores de la interacción fuerte) y de pares quark-antiquark.

CUANTOS DE MATERIA



Cuantos de materia y cuantos mediadores del modelo estándar. Se han omitido los hipotéticos gravitones. Se muestra una versión ingenua del interior de un neutrón, junto a otra más realista. En esta última, las líneas en forma de muelle representan gluones. Las partículas emparejadas son pares quark-antiquark (u, d y s).

Aparte del dúo u y d, existen dos parejas más de quarks, s y c, t y b, réplicas casi exactas de la primera. La única marca que permite diferenciarlas es la masa. ¿Por qué la naturaleza no se ha contentado con la variante más sencilla y ligera? El enigma, sin resolver, se acentúa al constatar que el universo no parece hacer mucho uso de los quarks s, c, t y b. Solo asoman en fenómenos de altas energías, en partículas efímeras que sobreviven menos de una trillonésima de segundo, como las que se producen en las colisiones de los aceleradores o de los rayos cósmicos contra la atmósfera. La redundancia se repite con los demás cuantos de campos materiales. El electrón cuenta con dos réplicas que multiplican su masa: el muon y el tau. Lo mismo sucede con los neutrinos, que cuentan con una variedad electrónica, otra muónica y otra tauónica. En la imagen se exponen todas las partículas con las interacciones que los afectan.



No se refleja el hecho de que existen ocho tipos de gluones. A su derecha, se da una idea de las masas relativas de los cuantos de materia a través del volumen de las esferas que los representan. Se desconoce la masa de los neutrinos. En la tabla, se indica a qué interacciones es sensible cada uno de los cuantos.

sión del electrón debía compensarse con un reculado del protón, equivalente al retroceso que experimenta un tirador al efectuar un disparo. Sin embargo aquí, el protón (la culata del fusil) y el electrón (la bala) no se movían en sentidos opuestos de una misma dirección. Era como si al disparar de frente, la culata retrocediera en diagonal, hacia la derecha o la izquierda.

Ya hemos visto que la conservación de la energía era lo más parecido a un artículo de fe en el ideario de los científicos, algo demasiado práctico y hermoso como para tirarlo por la borda alegremente. ¿Tras infinidad de fenómenos escrutados, la naturaleza, por primera vez, incumplía su promesa? Para salir del paso, en 1930, Wolfgang Pauli propuso la existencia de una nueva partícula, el neutrino, cuyo único propósito, por el momento, era regularizar las cuentas de los procesos de desintegración nuclear, robando la energía y el momento que se echaban en falta.

Pauli era famoso por su descarnado sentido crítico y era plenamente consciente de que estaba creando una partícula *ad hoc*. En un tiempo, además, en que se habían identificado con claridad solo tres partículas: el electrón, el protón y el fotón. Ni siquiera se había establecido todavía la existencia de neutrones. Otros físicos, como Niels Bohr, se mostraron reacios a aumentar una familia tan poco numerosa y prefirieron renunciar a los principios de conservación. Sin embargo, como en tantas otras ocasiones, Pauli llevaba razón. La primera huella inequívoca del paso de neutrinos se recogió en 1956, en el reactor nuclear de Savannah River. Se considera al neutrino el fantasma de las partículas elementales. Apenas interactúa con las demás y disfruta de la propiedad espectral por excelencia: atravesar la materia. Carece de carga eléctrica y la cuestión de su masa es lo suficientemente espinosa como para que en este libro la consideremos nula.

Con protones, neutrones, electrones y neutrinos ya se dispone de ingredientes suficientes para cocinar una teoría cuántica de campos de la interacción débil. En realidad, intervienen más: muones, taus, seis especies de quarks, tres especies de neutrinos... la lista puede extenderse, pero, como advertimos al prin-

cipio, vamos a conformarnos con la versión reducida, que nos llevará a través de un atajo hasta el campo de Higgs.

En el proceso de desintegración beta, el neutrón se transforma en un protón, emitiendo un electrón y un neutrino. La energía, por tanto, se traslada de un campo de materia, el campo de los neutrones (siendo puntillosos, un campo de quarks), a otros tres campos materiales: uno de protones (otro campo de quarks), uno de electrones y otro de neutrinos. En la EDC es un campo mediador quien facilita las transferencias de energía. ¿Ocurría lo mismo con la interacción débil? De ser así, había que concebir un campo mediador nuevo, capaz de regular los flujos de energía entre los campos de neutrones, protones, electrones y neutrinos. Se imponía un ejercicio de clarividencia, porque hasta el momento el equivalente débil de los fotones no había asomado en ningún experimento.

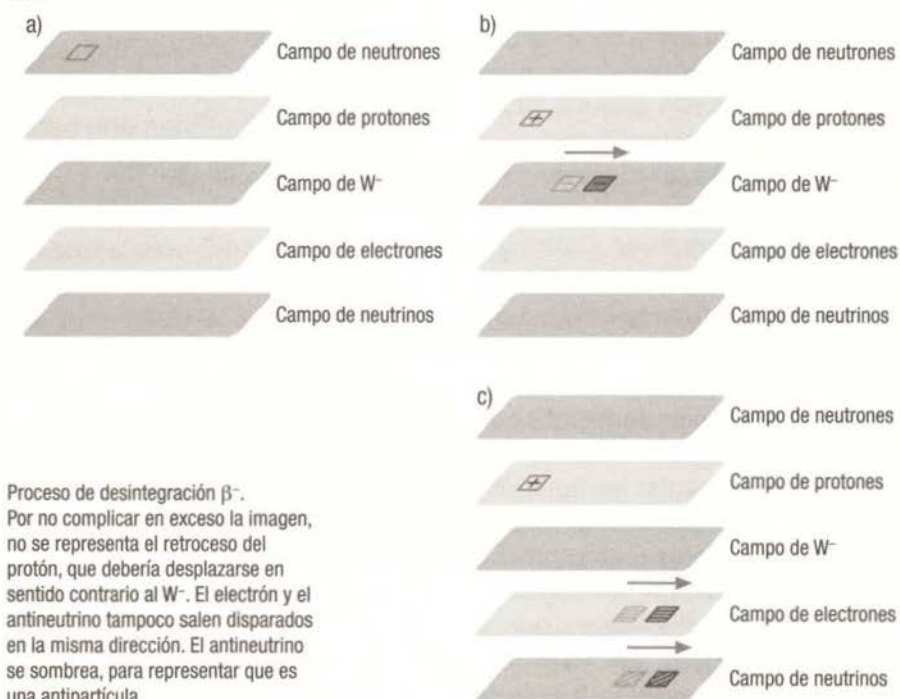
En 1957, Julian Schwinger, uno de los arquitectos de la electrodinámica cuántica, trató de levantar la estructura de los misteriosos mediadores de la fuerza débil siguiendo la guía de las simetrías gauge. Contaba con suficientes indicios experimentales de que iba a necesitar, como mínimo, una pareja de campos, que llamaremos W^- y W^+ , para reproducir los procesos básicos de la interacción.

La desintegración beta se reinterpreta en el lenguaje cuántico de los campos mediadores del modo siguiente. En un primer paso, la energía atrapada en el campo del neutrón se transmite al campo de protones y al campo mediador W^- . De entrada no había carga eléctrica, porque el neutrón, haciendo honor a su nombre, es neutro. Como el protón introduce una carga positiva, el cuanto del campo mediador debe contrarrestarla transportando una carga negativa. El W^- disfruta de una vida breve. Enseguida se desintegra en un par partícula-antipartícula, como hacía el fotón, pero en este caso los cuantos pertenecen a campos distintos: un electrón (que se lleva la carga eléctrica) y un

Admito que, ya de entrada, mi solución puede parecer poco probable, porque muy posiblemente, de existir, esos [neutrinos] se tendrían que haber visto hace mucho tiempo.

CARTA DE WOLFGANG PAULI, QUE TITULÓ
«UN REMEDIO DESESPERADO»

FIG. 7

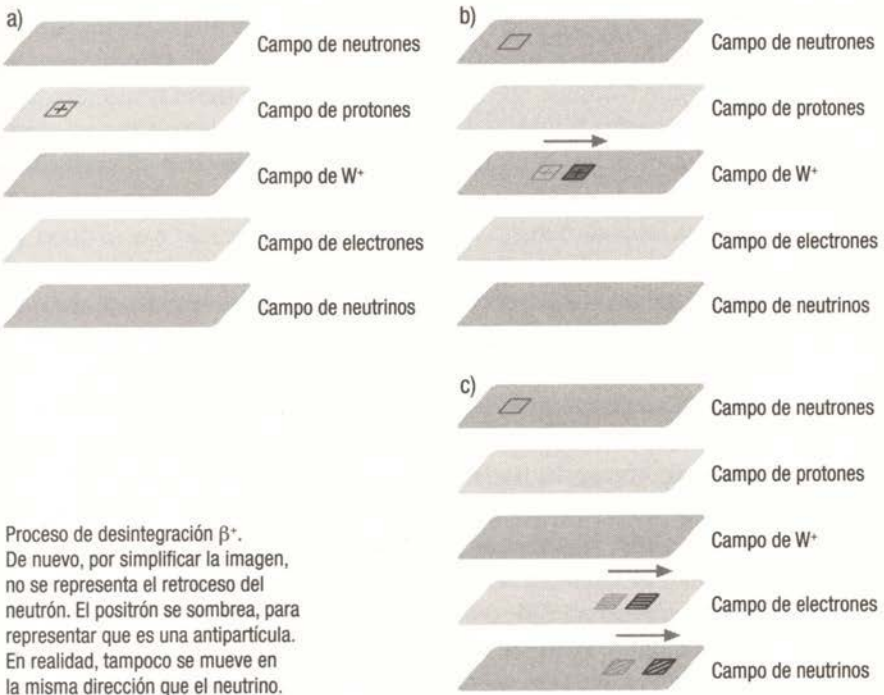


antineutrino. Todas las etapas del proceso se representan en la figura 7.

¿Por qué hace falta un W^+ ? Schwinger sabía que la interacción débil también obra el proceso inverso: la transformación de un protón en un neutrón, con la emisión de un positrón y un neutrino. Aquí la conservación de la carga eléctrica exige un mediador con carga de signo contrario, positiva, que toma del protón y entrega al positrón (figura 8).

Los campos W^+ y W^- retienen la energía una mínima fracción de tiempo antes de cedérsela a los campos de electrones y neutrinos. Un cuanto del W^+ , por ejemplo, no puede lanzarse a recorrer el mundo como hacen las perturbaciones estables del campo de fotones. De hacerlo, escaparían del núcleo y desen-

FIG. 8



cadenarían una profusión de fenómenos que nunca se han observado. Las fluctuaciones energéticas en los campos débiles se manifiestan casi siempre como partículas virtuales. Esta actividad furtiva plantea problemas cuando se tiene bastante masa, como es el caso de los cuantos W (en torno a cien veces la del protón). Tanta masa exige una cantidad de energía considerable para materializarse. Para que la creación de un W^+ o un W^- pase desapercibida y no viole el principio de conservación de la energía, la relación de incertidumbre de Heisenberg los obliga a desintegrarse antes de recorrer 10^{-18} m (una trillonésima de metro).

En vista de las más que patentes discrepancias entre los fotones y las partículas W , resulta admirable la intuición de Schwinger de que en realidad son mensajeros de la misma fuerza. Estaba

convencido de que los campos mediadores del electromagnetismo y de la interacción débil debían surgir de una sola simetría a partir de los campos de materia. Tenía que ser una simetría distinta de la que se manifestaba con el giro de las veletas, que solo generaba fotones. Igual que Maxwell había construido una teoría que unificaba fenómenos en apariencia inconexos, como el magnetismo y la luz, la lenta desintegración del uranio y la emisión de una onda de radio se revelarían como facetas diferentes de una misma interacción.

¿Qué transformación podía operar sobre los campos materiales, de neutrones, protones, electrones y neutrinos, que, al dejar las ecuaciones intactas, originase tres campos mediadores tan dispares como el W^+ , el W^- y el de fotones? Pocos físicos de la época hubieran apostado por una teoría que se proponía hermanar una partícula mediadora W , con la masa de un átomo de rubidio (compuesto nada menos que por 37 protones y 48 neutrones), con un fotón. Los efímeros, plumizos y sedentarios W , con el duradero, ultraligero y peregrino fotón. La interacción débil y el electromagnetismo simplemente parecían demasiado ajenos.

Schwinger se fijó, con perspicacia, en que la interacción débil no distingue entre electrones y neutrinos: trata a ambas partículas igual. Es ciega a la carga eléctrica o a la masa, los rasgos que más los diferencian. Ante ella, se muestran como dos caras o posiciones de un mismo objeto físico, que su influencia se limita a rotar. Cabeza arriba, el objeto parece un electrón. Cabeza abajo, un neutrino. Desde esta perspectiva, lo que hace la interacción débil no es ya tanto cambiar la identidad de una partícula como simplemente rotarla. Lo mismo puede decirse de la conversión de un neutrón en un protón (de un quark d en un quark u) y viceversa. La formulación de la teoría pone de manifiesto estas operaciones emparejando los campos en una especie de noria matemática, de manera que las ecuaciones no cambian con un giro, el volteo de un neutrón en un protón, de un electrón en un neutrino. Más todavía, la noria se puede detener a medio camino, en una posición 25% electrón y 75% neutrino. O 37% electrón y 63% neutrino.

Conviene precisar que estos giros no se ejecutan en el mundo físico, donde los electrones, con su carga y su masa, se compor-

tan de modo muy distinto a los neutrinos. Los detectores cazan una partícula u otra, no criaturas mestizas. Los estados híbridos solo se presentan en la esfera abstracta de los campos. Obedecen a una redundancia en la descripción de la teoría, donde una sola entidad matemática puede empa-

rejar neutrinos y electrones, protones y neutrones. Como ocurría con el giro de las veletas en la EDC, la rotación de los campos no deja el menor rastro en las magnitudes observables. Se trata de una transformación gauge y, como tal, puede efectuarse de forma global —igual en todos los puntos del espacio-tiempo— o local —variando la rotación de un punto a otro—. La versión local destruye la simetría. Para reinstaurarla hay que introducir no uno, sino tres campos, que se sintonicen con los campos de materia para que los términos basura de todos los campos implicados, mediadores y materiales, se cancelen mutuamente.

Por qué se precisan tres campos mediadores y no uno, o dos, o cinco, obedece a la estructura matemática de la nueva transformación. Las vueltas de la noria se describen con el mismo lenguaje matemático que las rotaciones de una esfera en el espacio ordinario de tres dimensiones. Igual que la esfera es libre de girar en torno a tres ejes independientes, perpendiculares, la libertad de acción de la fuerza débil se manifiesta a través de tres campos. Y justo tres campos mediadores era lo que andaba buscando Schwinger. La simetría gauge había desplegado la estructura de la interacción que necesitaba a partir de los campos de materia. Sin embargo, en este caso la operación no resultó tan limpia como en la EDC.

La nueva simetría producía tres campos mediadores sin masa. Schwinger identificó uno de ellos con el fotón, pero los otros dos suponían un problema. Ya hemos visto que para justificar el corto alcance de la fuerza débil resulta indispensable que los cuantos W^+ y W^- sean muy pesados.

El escabroso terreno de la unificación acabó por desanimar a Schwinger, que desvió su atención a otros asuntos. Con todo, le

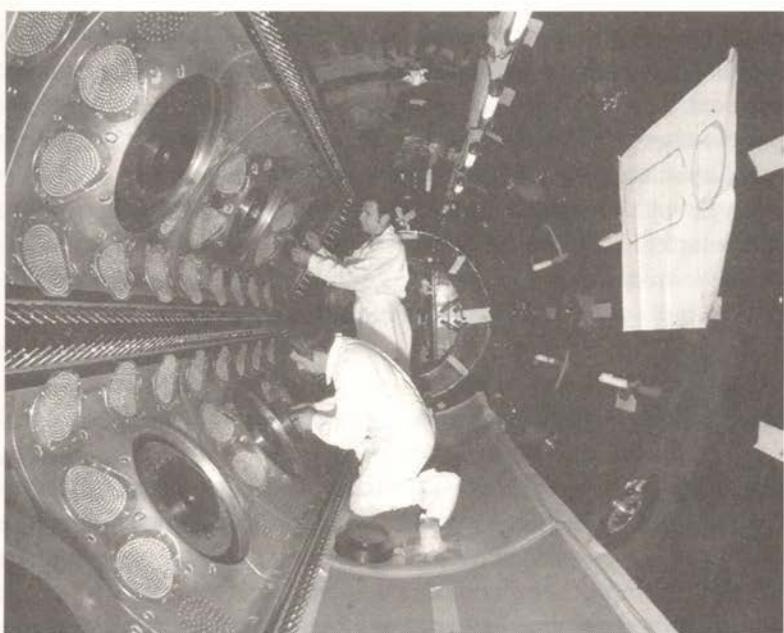
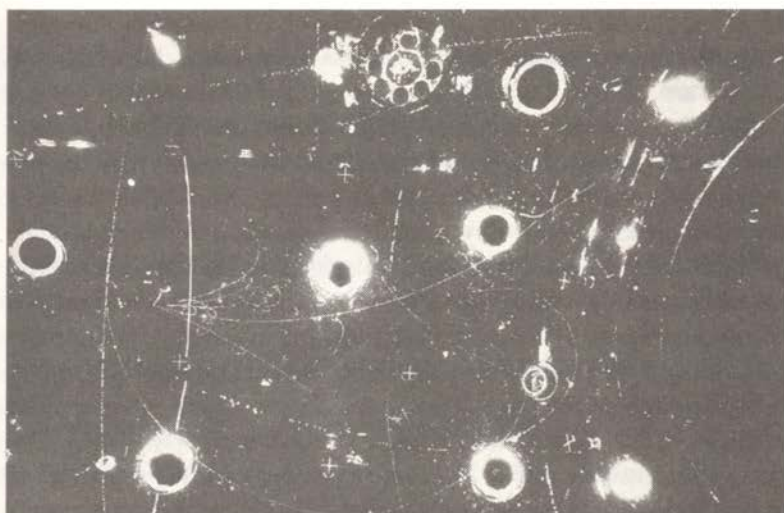
Solo un grupo muy reducido de físicos experimentados creía en la fantasía de Schwinger de unificar las interacciones débil y electromagnética.

SHELDON LEE GLASHOW

siguió picando la curiosidad. ¿Su planteamiento podía llegar más lejos con la incorporación de nuevas ideas? Cuando un joven recién licenciado de Harvard, Sheldon Lee Glashow, llamó a la puerta de su despacho buscando un tema para su tesis, Schwinger le entregó el testigo. Muchos jóvenes investigadores reciben de sus directores de tesis encargos rutinarios, Glashow heredó el equivalente físico a uno de los trabajos de Hércules.

En la década de 1950, la fenomenología de la interacción débil era un mar proceloso que se encrespaba por momentos. De la noche a la mañana se anunciaban novedades desconcertantes o se desmentían los resultados de experimentos anteriores. Un día, Glashow se levantó de la cama para leer en la primera página del *The New York Times* que la interacción débil violaba la paridad. ¿Qué repercusiones tenía en su teoría? Según el propio Glashow: «Daba la impresión de que mi tesis iba a tener que dar un rodeo... ¡puede que al borde de un precipicio!». El hallazgo afectaba a una propiedad que ostentan los campos de materia. Se trata de un atributo puramente cuántico y que se presenta solo bajo dos apariencias. Estas se pueden etiquetar con las palabras «derecha» e «izquierda», puesto que para convertir una partícula diestra en otra zurda basta con invertir el signo de las coordenadas (x por $-x$, por ejemplo) en los campos que las describen. En el reflejo de los espejos se observa una inversión semejante, que troca, por ejemplo, la configuración «diestra» de una mano por una configuración «zurda». Algunas partículas, como los electrones, alternan su estado constantemente, igual que un soldado que desfila frente a la tribuna de autoridades: derecha, izquierda, derecha, izquierda... Los neutrinos, sin embargo, solo existen, que se sepa, en una disposición zurda. La violación de la paridad significa que la fuerza débil solo afecta a partículas zurdas. Por tanto, solo actúa sobre el electrón cuando lo encuentra en su estado zurdo. El electromagnetismo no hace tales distinciones, un nuevo motivo de discordia entre las dos interacciones que Glashow pretendía conciliar.

Para salvar estas trabas, Glashow refinó el planteamiento de Schwinger y compuso una teoría que integraba, no una, sino dos simetrías gauge: la de las veletas de la EDC y la noria que voltea



Arriba, una interacción mediada por la partícula Z, propuesta por Glashow en 1961. La instantánea fue tomada una década después, en 1973, en el detector de partículas Gargamelle, del CERN. Abajo, dos operarios trabajan en el montaje del detector.

los campos. Al incorporar más simetrías, el número de mediadores se multiplicaba. La simetría de las veletas daba lugar al fotón y no violaba la paridad. La simetría de la noria violaba la paridad y producía tres campos mediadores para la fuerza débil: los W^+ y W^- , con carga eléctrica, más un tercer campo neutro, Z , muy parecido al fotón, pero con una masa que lastraba su alcance, como le sucedía a sus compañeros.

El modelo de Glashow exhibía toda la elegancia estructural que otorgan las simetrías gauge. Varios inconvenientes enturbiaban, no obstante, sus virtudes innegables. Igual que en la teoría original de Schwinger, las estrictas normas gauge generaban solo campos mediadores sin masa. Glashow trató de forzar el modelo, introduciendo a mano las masas de los cuantos W^+ , W^- y Z . Las ecuaciones respondieron a la agresión ofreciéndole predicciones absurdas, como probabilidades infinitas.

Por otra parte, en la teoría figuraba un nuevo campo, Z , cuyos cuantos no se habían hecho notar en ningún experimento. Es cierto que los W tampoco, pero al menos su presencia trataba de explicar las desintegraciones de neutrones y protones, que sí se habían observado. No se conocía ningún fenómeno análogo que justificara la existencia de los Z .

La guía de las simetrías gauge parecía conducir a la teoría de la interacción débil a un hermoso callejón sin salida. Para salir de él, no nos queda más remedio que trasladarnos, por segunda vez, a un universo ligeramente distinto del nuestro.

COMPARECE EL HIGGS

El modelo que armaban las simetrías gauge que había escogido Glashow fracasaba en el intento de reproducir los fenómenos observados. ¿Qué clase de universo describen sus ecuaciones? En ellas, el campo de electrones se desdobra en dos: hay un campo cuántico de electrones zurdos y otro de electrones diestros. Permanecen separados y sus cuantos ya no oscilan entre el estado diestro y el zurdo. También existe un solo campo de neutrinos, zurdo.

La teoría incorpora dos simetrías gauge, que permiten a las partículas socializar a través de dos interacciones. La primera procede de un giro de veletas en los campos de materia y trae consigo un campo mediador muy semejante al campo de fotones, que llamaremos campo B. La simetría da lugar a la conservación de un tipo de carga muy similar a la eléctrica: la hipercarga.

La segunda simetría se pone de manifiesto en las rotaciones de una noria que convierte electrones zurdos en neutrinos zurdos, y viceversa, y que hace lo propio con los distintos quarks zurdos. Los electrones y quarks diestros quedan sin pareja. Para mantener la simetría bajo una transformación local, hay que introducir tres campos mediadores, que responden a los nombres de W_1 , W_2 y W_3 . Se pueden considerar primos hermanos de los mediadores de la interacción débil, W^- , W^+ y Z . Garantizan la conservación de una segunda carga, llamada de *isospín*.

Todas las partículas de la teoría carecen de masa y viajan a la velocidad de la luz. Desvían sus trayectorias por mediación de los campos B o W_3 . Mudan de identidad cuando intercambian cuantos de W_1 y W_2 . El universo que habitan ostenta mucha más simetría que el nuestro. A cambio, la falta de masa hace inviable el mundo material que conocemos, con su arquitectura de átomos y moléculas. Lo que descubrieron un viejo compañero de instituto de Glashow, Steven Weinberg, y un físico paquistaní, Abdus Salam, es que, contra todo pronóstico, ese universo sigue siendo el nuestro. O casi. Basta con agregar un ingrediente fundamental a su composición.

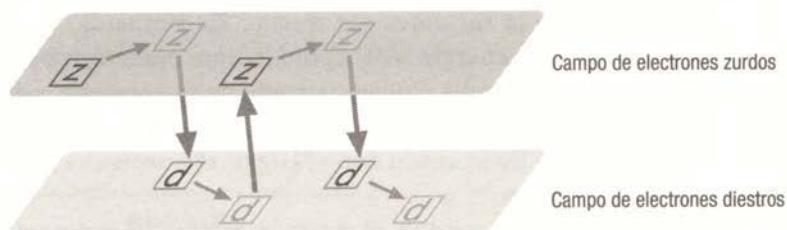
Ha llegado la hora de requerir la presencia de cuatro partículas de Higgs. Tres de ellas pierden su identidad al interactuar con los campos mediadores, un proceso que estudiaremos con detalle en el próximo capítulo, así que, de momento, nos vamos a permitir ignorarlas. Centraremos la atención en la cuarta partícula, a la que nos referiremos de ahora en adelante como *la partícula* de Higgs. Interactúa con todas las partículas materiales, con la notoria excepción del neutrino zurdo. Además, su campo exhibe una característica insólita. Cualquiera de los campos cuánticos que hemos considerado hasta ahora, cuando permanece en calma, sin energía, vale cero en promedio. La apostilla «en

promedio» nos recuerda que la actividad nunca cesa por completo en un campo cuántico. Siempre lo agitan fluctuaciones de energía fantasmales. Ese rumor de fondo, indetectable, afecta a los demás campos, pero en la mayoría de las circunstancias su influencia puede despreciarse, salvo en medidas extremadamente sensibles, como la que pone de manifiesto el efecto Lamb. *Grosso modo*, un campo sin energía no importuna a los cuantos estables (las partículas) de los demás.

Sin embargo, el campo de Higgs siempre tiene un valor distinto de cero incluso en su estado de mínima actividad. Eso significa que un cuanto de cualquier campo que se relacione con él, esté donde esté, siempre corre el riesgo de vérselas con una partícula de Higgs. La probabilidad de interactuar nunca disminuye lo suficiente para obviarla. Cuando un electrón o un quark atraviesan una región del espacio-tiempo donde el campo de fotones reposa en su estado de mínima actividad, prácticamente no se ven afectados por él. Por contra, cuando cruzan una región del espacio-tiempo donde el campo de Higgs se halla en su estado de mínima actividad tropiezan constantemente con sus partículas. La probabilidad de interactuar con ellas nunca remite. Además, el campo de Higgs interactúa de modo diferente con cada campo. Su presencia constante y el trato desigual que da a las partículas desvirtúan por completo las relaciones que estas mantenían antes de su aparición.

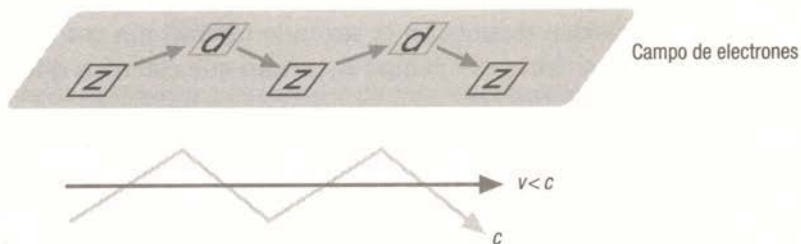
Por ejemplo, la segunda simetría gauge emparejaba los electrones y neutrinos zurdos. Al hostigar constantemente al electrón zurdo y dejar en paz al neutrino, rompe o enmascara la afinidad de estas partículas. La partícula de Higgs posee hipercarga, y también isospín. Su absorción o emisión cambia estas propiedades en las partículas y, por consiguiente, también su identidad. Cuando un electrón zurdo se encuentra con un cuanto del campo de Higgs, se transforma en un electrón diestro. Cuando un electrón diestro emite un cuanto de Higgs, se convierte en un electrón zurdo. La probabilidad de que se produzca cualquiera de las dos mutaciones es la misma. ¿Cuál es el resultado? El electrón zurdo se transforma una y otra vez en el electrón diestro. Y viceversa. Cada interacción con el campo de Higgs desvía sus

FIG. 9



La injerencia del Higgs transfiere la energía del campo de electrones zurdos al campo de electrones diestros, y viceversa. También altera la dirección en que se propagaba la perturbación energética, o cuanto, en cada campo.

FIG. 10



La visión unificada. En su zigzag, los cuantos se desplazan en una línea quebrada a la velocidad de la luz. En promedio, sin embargo, la perturbación energética progresa a una velocidad v inferior.

trayectorias (figura 9). Aunque ambas partículas sigan viajando a la velocidad de la luz, gran parte de su movimiento se pierde en un zigzag. Su avance efectivo se produce a una velocidad inferior (figura 10).

En esta situación, ya no tiene sentido seguir hablando del electrón zurdo o del electrón diestro. La injerencia del Higgs hace que ambas partículas pierdan su autonomía y se fusionen en una identidad nueva. No se trata de una partícula compuesta, puesto que en ningún momento conviven las dos en el mismo punto. O se tiene un electrón diestro o se tiene un electrón zurdo, pero lo único que permanece es el estado híbrido, que emerge de sus continuas metamorfosis. Esta nueva partícula, que llamaremos

electrón, se desplaza a una velocidad siempre inferior a la de la luz. Además está recibiendo constantemente energía del campo de Higgs, que la zarandea sin tregua. En promedio, por tanto, dispone de una energía bien definida, que caracteriza el estado híbrido diestro-zurdo. Podemos traducir esa energía, propia de su nueva condición, a una masa, a través de la ecuación $E=mc^2$.

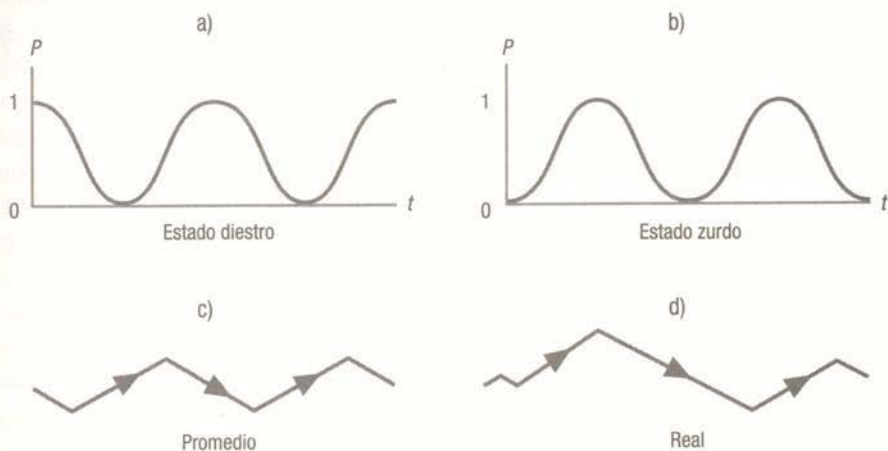
Mediante la interacción con el Higgs, el nuevo electrón acaba de adquirir masa.

Con el electrón zurdo y el electrón diestro, el campo de Higgs sella una extraña alianza. Llamar *electrones* a estas dos partículas solo adquiere sentido una vez que se conoce su destino común. *A priori*, nadie apostaría por la unión de dos campos que discrepan en casi todo. El electrón zurdo se somete a la fuerza de isospín y el diestro la ignora por completo; ambos participan con intensidad distinta en la segunda interacción que gobierna su mundo cuántico, el campo B, puesto que ostentan diferentes hipercargas.

El campo de Higgs también ejerce de audaz casamentera con los muones y los taus y con las diversas especies de quarks. Existen variedades diestras y zurdas de los quarks u y d, que se integran en las partículas que componen los neutrones y protones.

La masa de los cuantos materiales es proporcional a la frecuencia con que se produce el salto de su estado diestro a su estado zurdo, y viceversa. Esta alternancia no tiene lugar a intervalos regulares, como el compás que dicta un metrónomo. En el ámbito cuántico, solo está permitido hablar de probabilidades. Cabe interpretar la nueva entidad que forja el Higgs —el electrón o el quark— como una superposición de sus dos posibles estados, zurdo y diestro. La teoría nos da la probabilidad de que, al medir, lo encontremos en una u otra disposición. Esa probabilidad no permanece fija, evoluciona a medida que el cuanto viaja por el espacio-tiempo. Al principio, la probabilidad de medir un estado zurdo es máxima, lo que conlleva una mínima probabilidad de medir un estado diestro. Con el paso del tiempo, una crece a costa de la otra, hasta que la probabilidad de medir un estado diestro se vuelve máxima y la de un estado zurdo, mínima. No tardan en volverse las tornas y el proceso se repite un ciclo tras

FIG. 11



Las curvas a) y b) muestran cómo evolucionan con el tiempo las probabilidades (P) de medir un estado diestro y un estado zurdo. En c) se representa el zigzagado promedio de una partícula. En d), un zigzagado más realista.

FIG. 12



La primera partícula, que oscila más deprisa que la segunda, tiene una masa mayor.

otro (figura 11). La función estadística oscila con regularidad. Una vez más, la continuidad se reserva al ámbito matemático, mientras la realidad se entrecorta cuánticamente.

La discontinuidad no impide que la regularidad emerja cuando los fenómenos se observan a escalas de tiempo suficientemente grandes. En promedio, el electrón oscila de un estado a otro diez veces más despacio que el quark d , por eso, su masa es diez veces más pequeña (figura 12).

Ya sabemos cómo altera el campo de Higgs el *statu quo* de los campos materiales. ¿Qué relación mantiene con los mediadores de nuestro universo ultraligero, con el campo B y el trío W_1 , W_2 y W_3 ? Con ellos forja vínculos más sorprendentes todavía. Cuando introducimos el campo de Higgs, señalamos que constaba de cuatro partículas. Hasta ahora, una de ellas ha robado toda la atención y hemos mantenido en la sombra a sus tres compañeras. Dado que el gran problema de Glashow era cómo dar masa precisamente a tres cuantos —los mediadores de la interacción débil—, parece obvio que estas misteriosas partículas deben encajar con ellos de algún modo, pero ¿cómo? El campo de Higgs afecta de manera distinta a los campos mediadores que a los campos de materia. Esta asimetría obedece a que unos y otros difieren en su naturaleza más profunda. El propio Higgs pertenece a una tercera categoría. Para desvelar por completo el secreto de la masa, debemos retomar una cuestión que dejamos pendiente en el primer capítulo: ¿cuántos tipos de campo existen y qué los distingue?

El enigma de la masa

El campo de Higgs se introdujo para apuntalar una teoría cuántica de campos de la interacción débil. De este papel casi secundario, pasó a encarnar el mecanismo para dotar de masa a cualquier partícula elemental. Aunque resulte paradójico, su impacto en la masa de los átomos resulta insignificante.



Con una cierta libertad, se puede decir que una partícula es cualquier perturbación energética de un campo cuántico que se comporta de forma razonable cuando se somete a alguna de las transformaciones de simetría que describimos en el capítulo anterior: las traslaciones en el espacio y el tiempo, las rotaciones y los cambios de sistema de referencia con velocidad constante. Existen diversas estructuras matemáticas que satisfacen esta condición, que, por tanto, se postularían como candidatas legítimas para encarnar partículas en una teoría cuántica de campos. Sabemos ya qué rasgo comparten: la capacidad de transformarse adecuadamente bajo operaciones de simetría. ¿En qué se diferencian entonces? Un buen criterio taxonómico para clasificar campos es atender a cómo reaccionan frente a una rotación. Las categorías que surgen así se han etiquetado mediante un número, que se llama *espín*. Puede ser, o bien entero (0, 1, 2...), o bien semientero ($1/2$, $3/2$, $5/2$...).

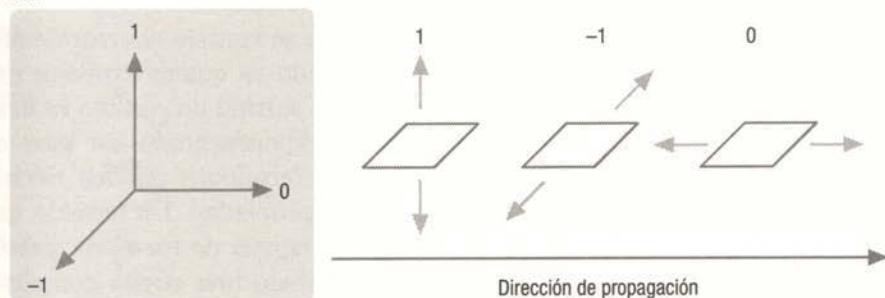
El modelo estándar se arma con campos de tres variedades: de espines 0, $1/2$ y 1. Aquí dejaremos de lado el campo de gravitones, cuyos cuantos serían responsables de la gravedad, con hipotético espín 2.

Los campos con espín 0 se denominan también *campos escalares*. Su análogo clásico sería el campo de temperaturas que se mencionó en el primer capítulo. Si este asignaba un número a cada punto del espacio (un valor de la temperatura), el campo escalar cuántico atribuye a cada punto del espacio-tiempo una estructura matemática (una función estadística) de la que se extraen las probabilidades de sus posibles estados energéticos. Para indicar que asigna una única función, se dice que el campo tiene una sola componente. El campo de Higgs constituye un ejemplo de campo escalar.

Los campos con espín 1 reciben el nombre de *vectoriales*. Su versión clásica corresponde a un campo de viento, que asocia tres números a cada punto de la atmósfera. A menudo se representan mediante una flecha, de una determinada longitud, que apunta en una dirección dada. En la versión cuántica, tres funciones matemáticas independientes intervienen en la probabilidad. Se dice que el campo presenta tres grados de libertad, porque puede hallarse en tres estados distintos con la misma energía y momento. Podemos visualizarlos como tres direcciones perpendiculares en las que la perturbación energética puede vibrar a medida que se desplaza. Corresponden a las tres componentes del campo vectorial, que se distinguen con los números -1 , 0 y 1 (figura 1). Supongamos que una perturbación de este campo se mueve en línea recta. Entonces podrá vibrar de arriba abajo (estado 1), de derecha a izquierda (estado -1) y de delante a atrás (estado 0). Cuánticamente, se halla en un estado híbrido, en una superposición fantasmal de los tres estados, hasta que se efectúe una medida, momento en el que solo se observará uno de ellos.

Cerramos el inventario con los campos de espín $1/2$, que se desdoblan en dos funciones matemáticas independientes, o componentes, que intervienen en la probabilidad. Estos campos se llaman *espinoriales* y no podemos trazar ningún paralelismo con la física clásica. Los espinores se parecen mucho a los vectores, pero, como veremos, los giros les afectan de una forma peculiar. Para una misma energía y momento, cualquier cuanto de un campo espinorial tiene la opción de situarse en dos esta-

FIG. 1



Los tres estados de un cuanto de un campo vectorial.

dos diferentes: $-1/2$ o $1/2$. Se relacionan con los estados diestro y zurdo de los electrones y quarks.

Los campos con espín entero (0 y 1) y semientero ($1/2$) responden de modo diferente a las rotaciones. Esta discrepancia divide a los campos cuánticos en dos grandes familias: campos fermiónicos (en honor del físico italiano Enrico Fermi) y campos bosónicos (por el físico indio Satyendra Nath Bose). Los cuantos de uno y otro reciben los nombres de *fermiones* y *bosones*. El campo de Higgs, el de fotones o los mediadores de la interacción débil, W^+ , W^- y Z , son campos de bosones. Los de electrones, quarks o neutrinos son campos de fermiones. Todos los campos mediadores son campos bosónicos, mientras que los campos de materia son fermiónicos.

CAMPOS FERMIÓNICOS Y CAMPOS BOSÓNICOS

Por adelantarlo en un titular: los bosones no detectan los giros de 360° ; los fermiones, por el contrario, sí lo hacen. A este respecto, el comportamiento de los bosones obedece al sentido común. En nuestro espacio tridimensional, cualquier objeto que dé una vuelta completa se queda como estaba. Si un bosón tuviera un lapsus de memoria, no sabría determinar si se ha producido un giro o no

[...] Pauli no quiso creerme.
A mi regreso, Einstein todavía
se encontraba en Leiden y tuve
que explicárselo a él también.
Me fue incluso peor.

**RECUERDO DE SAMUEL GOUDSMIT
AL EXPLICAR EL CONCEPTO DE ESPÍN**

no obstante, percatarse de que ha dado una vuelta completa.
¿Qué delata la rotación? La posición de su veleta.

En un campo de bosones, un giro de 360° imprime una vuelta entera a su veleta, dejándola en la misma posición que estaba. Nada cambia. En uno de fermiones, la veleta no sigue al campo. Se rezaga y rota la mitad: 180° . De orientarse al norte, por ejemplo, queda apuntando al sur. Matemáticamente, girar la veleta 360° supone multiplicar el valor del campo por 1; girar la veleta 180° lo multiplica por -1 . Ese signo negativo se convierte en un registro de la rotación para los fermiones, que solo desaparece con una segunda vuelta, al generar un nuevo -1 : $-1 \cdot (-1) = 1$.

Para que un campo espinorial regrese a la misma situación que estaba antes de la rotación, debe girar 720° (figura 2).

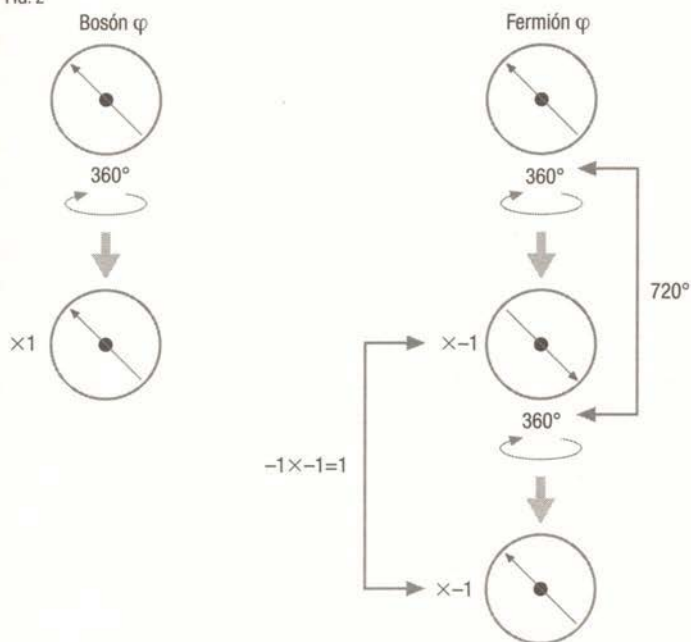
Existen analogías que hacen más plausible la noción de que un sistema tenga que completar dos vueltas para recuperar su posición original y que registran los giros de 360° . Quizá la forma más inmediata de verlo sea colocar una mano (por ejemplo, la derecha) boca arriba y girar la muñeca 360° , intentando mantener el dorso paralelo al suelo a lo largo de todo el movimiento (figura 3). Al terminar, la mano queda como estaba, pero la torsión del brazo atestigua que la rotación ha tenido lugar. Sorprendentemente la torcedura del codo desaparece después de un segundo giro, en el mismo sentido que el primero. Dos vueltas seguidas devuelven la mano y el brazo a su estado inicial. Una sola vuelta introduce, sin embargo, una torsión manifiesta.

Sabemos que los campos residen en un ámbito abstracto y que ningún experimento puede determinar la dirección en la que apunta una de sus veletas. ¿Qué importa entonces en qué posi-

comparando su situación antes y después del movimiento.

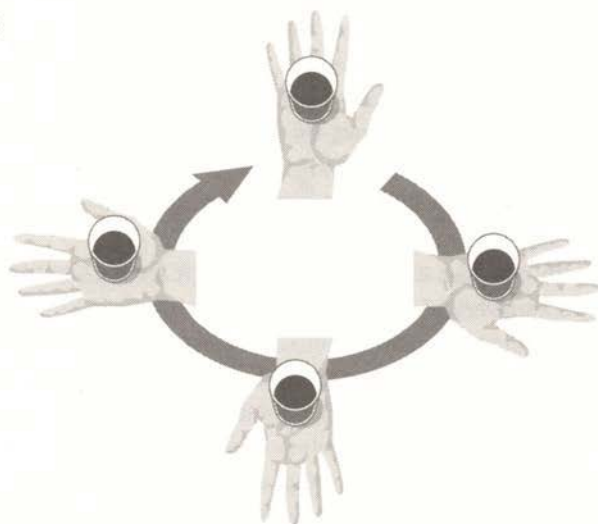
A veces se comete el error de afirmar, cuando se quiere expresar que la vida ha sufrido un cambio radical, que ha experimentado un giro de 360° . Los fermiones pueden decirlo con toda propiedad. Un fermión que tenga un lapsus de memoria puede,

FIG. 2



Cuando φ es un campo de bosones, su veleta regresa a la posición inicial tras un giro de 360°. El valor del campo se multiplica por 1 y ningún cambio delata el movimiento. La misma operación invierte el sentido de la veleta de un campo de fermiones. El -1 sirve de registro del giro. Solo se borra después de un segundo giro de 360°.

FIG. 3



El brazo, como modelo de campo espinorial. La palma de la mano sostiene un vaso, para asegurar que se mantiene paralela al suelo. Un giro de 360° deja la mano en la misma posición, pero la torsión del brazo registra la rotación. Un segundo giro en el mismo sentido devuelve el brazo a su situación inicial.

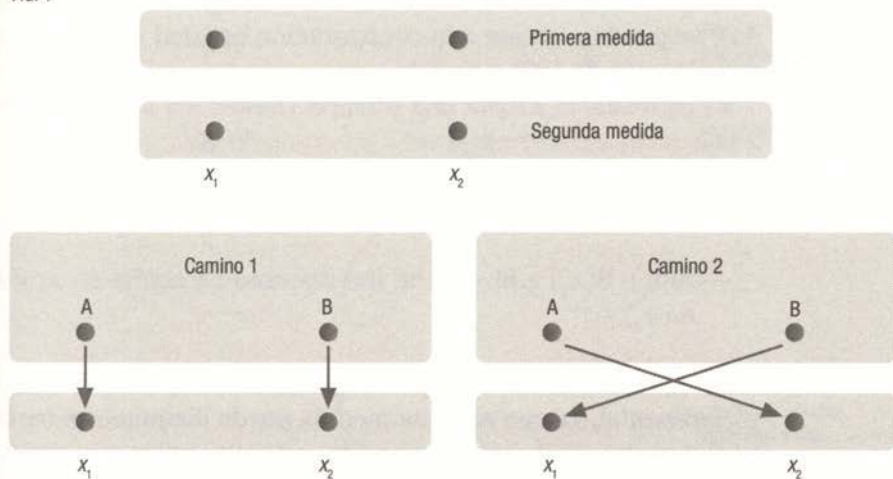
ción queden tras una rotación? Resulta desconcertante, pero las leyes de la química y, por ende, la propia arquitectura de la materia, descansan sobre la capacidad espinorial para detectar giros completos. Si no existiera nada más que un fermión o un bosón en el universo, su sensibilidad o insensibilidad ante las rotaciones de 360° no tendría trascendencia alguna. Es en el comportamiento colectivo donde la divergencia de los cuantos de una y otra especie se manifiesta de forma crítica.

Para verlo con más comodidad, nos trasladaremos a un rincón particularmente tranquilo del universo, donde, en promedio, solo se exciten dos cuantos (dos partículas). Después de realizar una medida, descubrimos al cuanto A en el punto x_1 y al cuanto B, en x_2 . Queremos calcular la probabilidad de que en un instante posterior volvamos a encontrarlos en las mismas posiciones.

A y B son dos electrones o dos fotones, por tanto, son cuantos iguales, dos excitaciones del mismo campo que comparten rasgos físicos idénticos (misma energía, mismo momento, misma masa en reposo, mismo espín). Ninguna imperfección o arañazo permite distinguirlos. La incertidumbre de Heisenberg contribuye aún más a su anonimato: al destruir la continuidad en las observaciones, impide dibujar sus trayectorias y, por tanto, seguirles la pista. Después de la primera medida, A y B se sumergen en la bruma cuántica y cuando emergen de ella con la segunda medida, ya no tenemos forma de averiguar quién es quién. El campo ha podido evolucionar siguiendo dos caminos, indistinguibles experimentalmente, para volver a situar un cuanto en x_1 y otro en x_2 (figura 4).

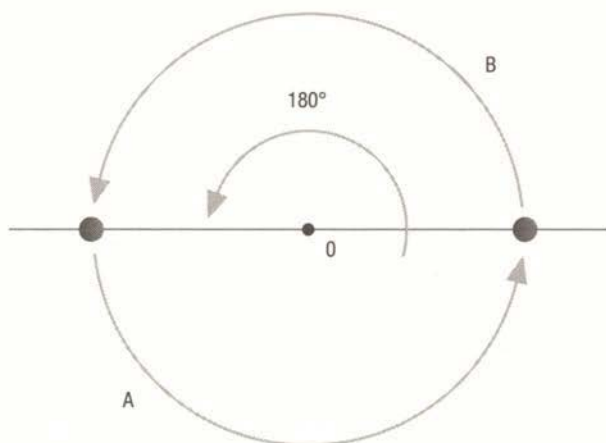
A pesar de que las alternativas resulten indiscernibles para un hipotético observador, el formalismo cuántico sí percibe la diferencia. Aunque no tenga sentido hablar de trayectorias, en el marco de la teoría la operación de intercambio está perfectamente definida. Se lleva a cabo mediante una de las transformaciones elementales que establecen las simetrías: una rotación (figura 5). Basta con girar el plano del papel 180° alrededor de un eje perpendicular que atravesase el punto 0, para trasladar a A desde x_1 a x_2 y a B, desde x_2 a x_1 .

FIG. 4



Las dos medidas localizan a las partículas en las mismas posiciones. Puede ocurrir porque los cuantos regresen a sus posiciones (camino 1) o porque las intercambien (camino 2).

FIG. 5



Una rotación de 180° alrededor de un eje perpendicular al papel, que pase por O (el punto medio del segmento que une A y B), intercambia las posiciones de las partículas.

De este modo, las ecuaciones cuánticas reducen las infinitas opciones de las trayectorias clásicas (ver figuras 6 y 7) a solo dos: se puede regresar a la configuración original por medio de una rotación de 180° o sin ella.

El formalismo asigna una función estadística a cada posibilidad:

— $A(x_1) \cdot B(x_2)$ a la vía sin giro (A regresa a x_1 y B, a x_2).

— $A(x_2) \cdot B(x_1)$ a la vía con intercambio (A acaba en x_2 y B, en x_1).

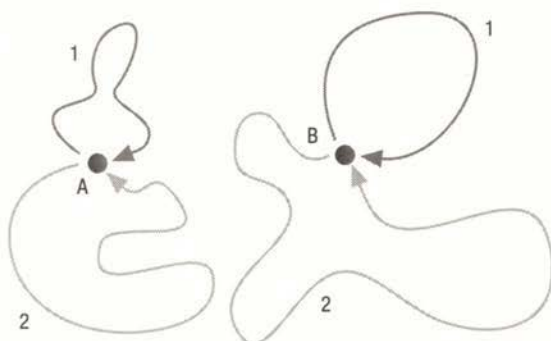
Ninguna de las dos sirve por sí sola para hacer una predicción experimental, ya que ninguna medida puede distinguir entre las opciones que representan: que cada partícula vuelva a su antigua posición o que las intercambien. Una nueva función estadística, $f(x_1, x_2)$, las suma y así contempla ambas alternativas, sin decantarse por ninguna. De f sí se extrae una predicción contrastable: la probabilidad de que las dos partículas acaben de nuevo en x_1 y x_2 , por la vía que sea, con giro o sin él, preservando así la incógnita de cuál de los cuantos es A y cuál es B:

$$f(x_1, x_2) = \underbrace{A(x_1) \cdot B(x_2)}_{\text{vía sin giro (sin intercambio)}} + \underbrace{A(x_2) \cdot B(x_1)}_{\text{vía con giro (con intercambio)}}$$

Y aquí es donde la respuesta ante los giros de fermiones y bosones entra en juego. La doble rotación de 180° , que lleva implícita la operación de intercambio, equivale matemáticamente a que uno de los cuantos permanezca inmóvil mientras el otro da una vuelta completa sobre sí mismo (figura 8).

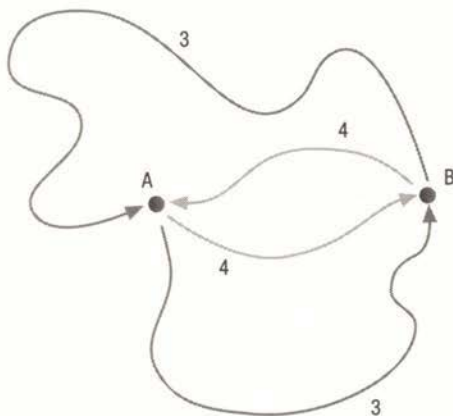
Demostrar esta equivalencia entraña números complejos, así que nos vamos a conformar con una analogía. La figura 9 muestra una tira de papel plegada en forma de U. Partiendo de esta disposición inicial se pasa a otra final, a través de dos manipulaciones distintas, que se presentan en paralelo. En la primera, se da una vuelta completa al extremo derecho de la tira, en dos

FIG. 6



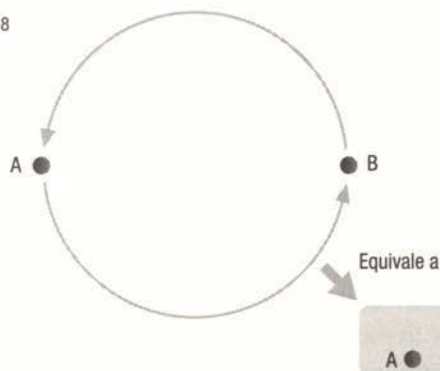
Diversas trayectorias clásicas (1, 2) que equivalen a una sola opción cuántica: la opción sin intercambio (o, también, sin rotación).

FIG. 7



Diversas trayectorias clásicas (3, 4) que equivalen a una sola opción cuántica: la opción con intercambio (o también, con rotación).

FIG. 8



Matemáticamente, que las dos partículas giren 180° alrededor del eje central equivale a que una sola de ellas gire 360° .

pasos. En la segunda, se intercambian los extremos. En ambos casos se acaba en la misma situación.

La analogía pretende ofrecer un modelo sencillo donde intercambiar la posición de dos elementos produce el mismo efecto que dar la vuelta completa a uno de ellos, mientras el otro se deja quieto. En resumen, intercambiar A y B, desde un punto de vista matemático, equivale a rotar uno solo de los cuantos. Si fueran bosones, ese giro multiplicaría por uno la función estadística correspondiente, dejándola igual que estaba. Si son fermiones, aparece el signo negativo que delata la rotación de 360° . Así, la función estadística $f(x_1, x_2)$ acusa la diferencia y cambia según represente a bosones o fermiones.

$$\text{Bosones:} \quad A(x_1) B(x_2) + A(x_2) B(x_1)$$

$$\text{Fermiones:} \quad A(x_1) B(x_2) - A(x_2) B(x_1)$$

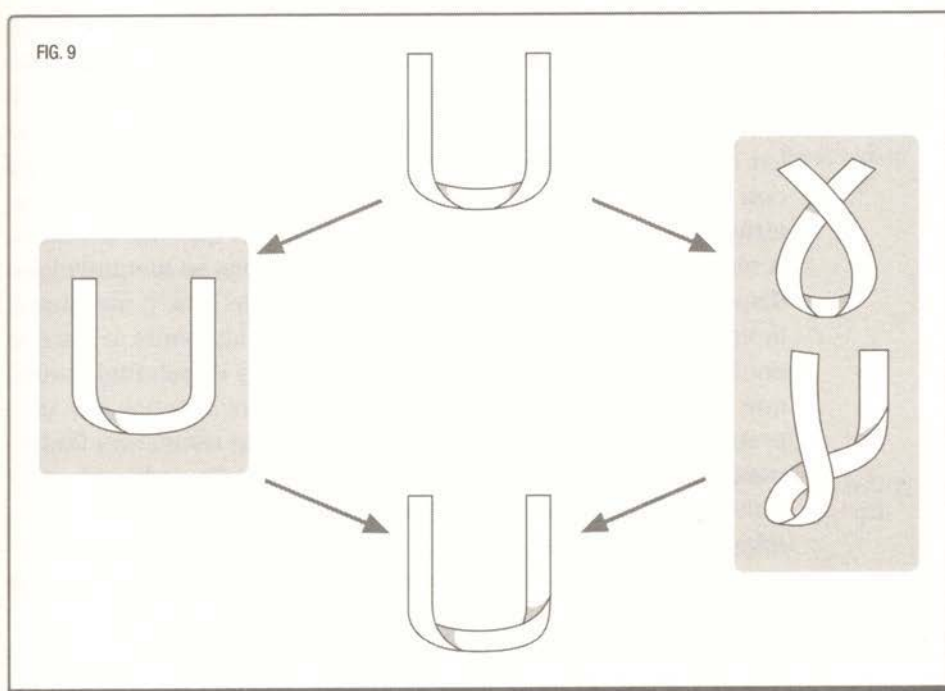
Ya hemos terminado. El signo menos es como la mariposa cuyo aleteo desata un ciclón en las antípodas. Hasta ahora no hemos especificado ningún valor para las coordenadas. ¿Qué sucede si hacemos x_1 igual a x_2 ? Es decir, ¿cuál es la probabilidad de que los cuantos A y B vuelvan a coincidir en un mismo punto?

$$\text{Bosones:} \quad A(x_1) B(x_1) + A(x_1) B(x_1) = 2 A(x_1) B(x_1)$$

$$\text{Fermiones:} \quad A(x_1) B(x_1) - A(x_1) B(x_1) = 0$$

La primera expresión permite situar dos cuantos de un campo bosónico —fotones, por ejemplo— en el mismo punto. La segunda impide hacer lo propio con los fermiones: la probabilidad de que dos fermiones coincidan en x_1 se reduce a cero. El argumento se extiende fácilmente a un número arbitrario de partículas y conduce a la misma conclusión. Los bosones pueden amontonarse unos sobre otros. En determinadas situaciones les encanta hacerlo, como sucede en un láser. Los fermiones no admiten ningún solapamiento. Ocupan un espacio y mantienen las distancias con los demás. Es decir, la probabilidad de que dos fermiones en el mismo estado coincidan en el mismo punto es nula. Ese es el enunciado del famoso principio de exclusión de Pauli. El com-

FIG. 9



portamiento de los bosones explica las propiedades de la luz. El de los fermiones justifica la consistencia de la materia.

El hacinamiento indiscriminado de los bosones permite transiciones suaves en su concentración de un punto a otro del espacio, lo que genera una ilusión de continuidad. Por eso el campo de fotones tiene un límite clásico, el campo electromagnético de Maxwell. Desde una enorme distancia, la multitud se desdibuja. Las ondas electromagnéticas a una escala muy pequeña se rompen en infinidad de cuantos, pero son tan numerosos y tan pequeños, que no advertimos su naturaleza fragmentada. El campo fermiónico hace notar su carácter excluyente a nivel macroscópico. Con los fermiones es cuestión de todo o nada. El único límite clásico que se puede negociar con ellos es una partícula puntual, que ocupa un lugar, sin admitir compañía.

Sin el rechazo de los fermiones a compartir su espacio, todas las partículas elementales que nos componen podrían congre-

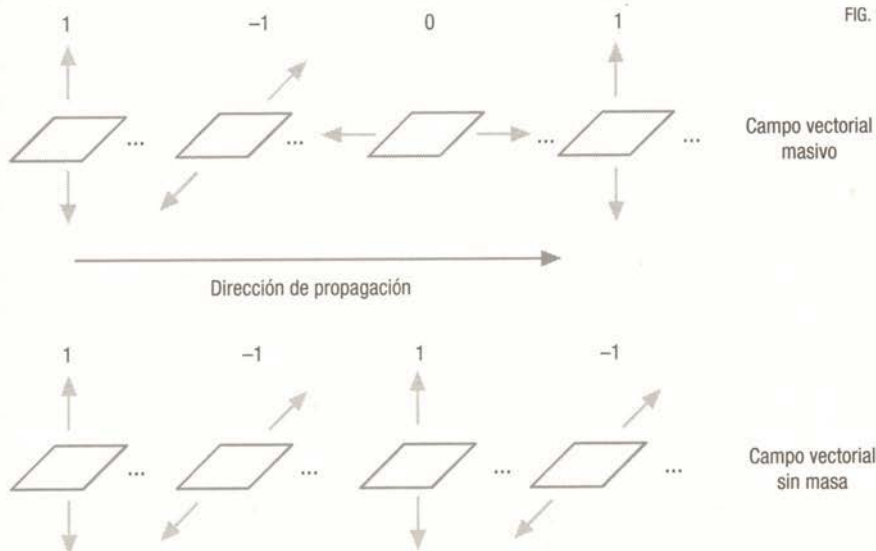
garse en el mismo punto. La materia colapsaría. La exigencia de un ámbito propio, que no invadan otros fermiones, separa las partículas, las despliega en estructuras materiales que no se desmoronan y que, además, conservan su autonomía. Impide que los electrones y los quarks del suelo se disuelvan en un todo con los electrones y quarks de nuestros pies. Gracias a ella, no atravesamos la tierra que pisamos ni la silla que nos sostiene. A nuestro alrededor, sin embargo, los fotones se acumulan sin disputarse el espacio. Los que proceden del Sol y atraviesan la ventana se suman a los que difunden las lámparas, o los que componen las ondas de radio, de televisión y de telefonía móvil que generan antenas emisoras, sin contar los fotones que desprende nuestro propio cuerpo. Todos ellos se atraviesan fantasmalmente y comparten cada rincón del universo en buena paz y armonía. El colectivismo de los bosones propicia la interacción, mientras que el individualismo de los fermiones levanta la arquitectura de los átomos, que arman desde una galaxia a las alas de un murciélago.

MASA PARA LOS CAMPOS BOSÓNICOS

Dado que los campos fermiónicos y bosónicos exhiben comportamientos tan dispares, no es de extrañar que se relacionen con el campo de Higgs de manera diferente. En el caso de los cuantos materiales, fermiónicos, el Higgs acopla dos campos, generando una superposición que adquiere identidad propia como campo independiente. Los electrones diestros y zurdos disponen cada uno de un grado de libertad, que alimentan las dos componentes del electrón común. En él subsisten como dos grados de libertad internos: la posibilidad de adoptar el estado $-1/2$ o el estado $1/2$. Lo mismo sucede en el caso de los quarks.

¿Qué ocurre con los campos vectoriales, que parten con tres componentes (-1 , 0 y 1)? Aquí el Higgs también incrementa los grados de libertad relacionados con el espín, pero lo hace a través de una maniobra más elaborada. Hay que tener en cuenta que no todos los campos mediadores son iguales. En algunos, una de las

FIG. 10



Un campo vectorial con masa tiene excitaciones perpendiculares a la dirección de propagación (1 y -1) y también paralelas, longitudinales (0). Un campo vectorial sin masa, como el electromagnético, no presenta excitaciones longitudinales.

tres componentes permanece desactivada. Sus perturbaciones se limitan a vibrar en el plano perpendicular a la dirección del movimiento. Se agitan arriba y abajo o de derecha a izquierda, pero inhiben la oscilación longitudinal, hacia delante y hacia atrás. Es el caso de los fotones.

Otros campos vectoriales, como los mediadores de la interacción débil (W^+ , W^- y Z), hacen uso de sus tres grados de libertad, dos en el plano perpendicular al desplazamiento de la perturbación y un tercero, longitudinal (figura 10).

Como la diferencia más notoria entre el campo de fotones y los mediadores de la interacción débil reside en la masa de sus cuantos, cabe sospechar que existe alguna conexión entre dicha masa y el número de componentes activas o direcciones en las que pueden vibrar sus perturbaciones energéticas. Y así es. Un campo vectorial en pleno ejercicio de sus tres componentes es

un campo masivo. La omisión de las vibraciones longitudinales hace que los cuantos del campo pierdan su masa en reposo.

La presencia o ausencia de la vibración longitudinal se puede relacionar con la velocidad de los cuantos mediante un argumento no demasiado riguroso, pero, a cambio, muy intuitivo. Una vibración en la misma dirección en la que se propaga la perturbación la adelantaría y retrasaría de manera periódica. A veces viajaría a una velocidad ligeramente superior y otras, ligeramente inferior. En el caso de un cuanto que se desplace a una velocidad inferior a la de la luz, estas pequeñas fluctuaciones no suponen ningún problema. Un fotón, por contra, no puede rebasar en ningún momento, ni un ápice, la velocidad de la luz cuando recorre el vacío. Las leyes de la relatividad especial son tajantes al respecto: ninguna partícula se puede permitir un vaivén constante a un lado y otro de la barrera de la luz, por mínimo que sea. Para vivir a la máxima velocidad admisible hay que sacrificar la componente de vibración que coincide con la dirección de propagación, lo que acarrea perder la masa en reposo.

Antes de emprender el asalto definitivo al mecanismo de Higgs, conviene repasar la lista de actores cuánticos llamados a interpretar un papel en el modelo estándar. Están los campos escalares, con espín 0, que presentan una sola componente. Les siguen los campos espinoriales, con espín $1/2$, que poseen dos y se hallan en una superposición de dos estados. Por último, tenemos los campos vectoriales, con espín 1 y dos o tres componentes. Si sus cuantos viajan a una velocidad inferior a la de la luz, disfrutan de sus tres grados de libertad. Mientras una medida no les obligue a definir su estado, residen en una superposición de los tres. Si viajan a la velocidad de la luz, renuncian a su componente longitudinal y existen en una superposición de solo dos estados.

Cuando se observa un electrón, se obtiene una instantánea de su estado diestro o zurdo. Nunca de una mezcla borrosa de ambos. Al medir un fotón, lo sorprendemos vibrando en vertical o en horizontal. Estableciendo un paralelismo con los electrones, podemos considerar que en el fotón se integran dos partículas distintas que se mueven a la misma velocidad y que se van alter-

nando. Una corresponde al estado 1 y la otra, al -1 . En un bosón Z, masivo, se suceden los relevos de tres partículas, una correspondiente al estado 1, otra al estado 0 y una tercera, al estado -1 . ¿Qué sucede si en un campo vectorial donde se alternan dos partículas, como el fotón, introducimos el relevo de una tercera? Al incorporar un modo de vibración adicional, longitudinal, dejaría de viajar a la velocidad de la luz. El fotón adquiriría masa de inmediato (figura 11).

Hemos llegado al meollo del mecanismo de Higgs. Glashow se enfrentaba a un universo recorrido por cuatro mediadores ultraligeros —el fotón, el W^- , el W^+ y el Z—, que se desplazaban a la velocidad de la luz. Necesitaba lastrar los correspondientes a la interacción débil, como fuera, con masa. Acabamos de descubrir un truco para conseguirlo: introducir tres partículas con un solo grado de libertad. Tres cuantos escalares, con espín cero, que se sacrifiquen, convirtiéndose en la tercera componente de los campos vectoriales sin masa. El campo de Higgs genera la munición necesaria: cuatro bosones escalares. Tres se incorporan a la carrera de relevos de tres de los campos vectoriales, como un tercer corredor. Proporcionan así el grado de libertad longitudinal que vuelve masivos a los mediadores de la interacción débil: W^+ , W^- y Z. Como el cuarto bosón (el Higgs) no entra en este juego de relevos, deja a uno de los campos vectoriales originales con solo dos componentes. Sus cuantos, sin masa, continúan propagándose a la velocidad de la luz: es el campo electromagnético (figura 12).

El bosón de Higgs conserva su autonomía y no se integra en la estructura de ningún campo vectorial. La teoría le reserva un cometido más importante: interactuar con los demás campos, transformando unos cuantos en otros, según lo absorban o emitan. Así empareja los fermiones diestros y zurdos y enreda a sus hermanos escalares con los mediadores de la interacción débil.

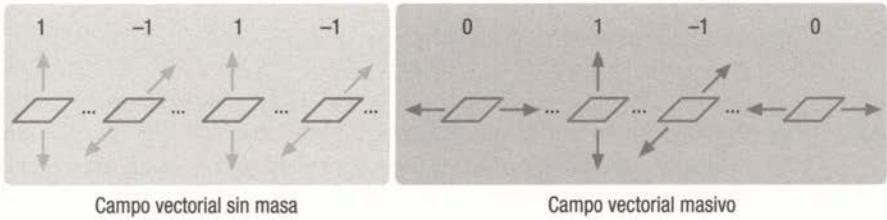
Debo decir que el artículo de Pauli sobre el principio de exclusión me causó una honda impresión. Sentí que entonces, por primera vez, entendíamos de verdad el sistema periódico.

WERNER HEISENBERG

Los últimos párrafos traducen con infinitas libertades el herético lenguaje matemático de la teoría. La idea de fondo es que la constante interacción con el campo de Higgs reorganiza los campos originales, dando lugar a nuevas estructuras, que se interpretan como campos masivos. Sobre el tablero siguen deslizándose las mismas partículas del universo ultraligero, que viajaban a la velocidad de la luz. Los cuatro bosones escalares trastornan sus relaciones naturales, para componer con ellas partículas más complejas. Ciertos grados de libertad pasan de ser externos, evidentes en la actividad de partículas independientes, a recogerse dentro de la constitución de partículas con más estados internos. De dos partículas simples, como el electrón diestro y el electrón zurdo, emerge un solo electrón, que puede asumir dos estados espinoriales: $-1/2$ o $1/2$. La fusión requiere energía, que sirve el campo de Higgs, energía que se almacena y se percibe como la masa en reposo de las nuevas partículas. Esta masa es proporcional a la intensidad de la interacción. Cuanto mayor sea la frecuencia con la que interfiere el campo de Higgs en la vida privada de otro campo, provocando el relevo de sus componentes, mayor es la masa que le confiere. Quienes lo ignoran, como hacen el campo electromagnético o el campo de gluones, no adquieren ninguna. El electrón, el cuanto más ligero (al margen de los neutrinos, que aquí dejamos de lado) mantiene una relación mucho más esporádica con el Higgs que los más pesados, el quark t o el bosón Z . ¿Por qué? Nadie lo sabe. El modelo estándar no es capaz de justificar por qué el Higgs se acopla con más fuerza a unos campos que a otros.

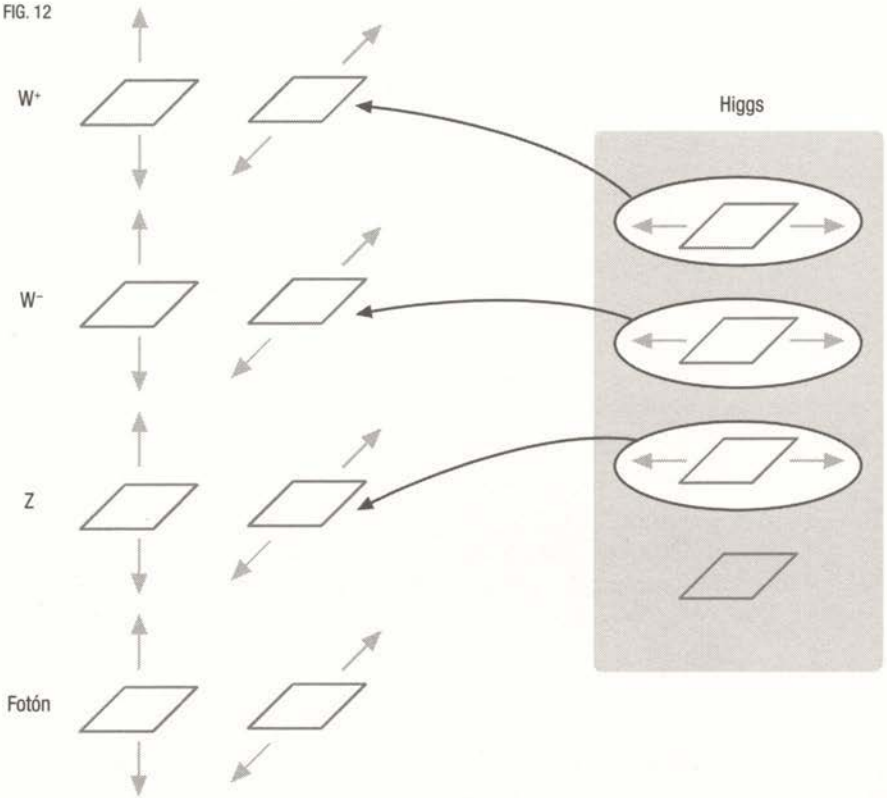
En cualquier caso, esta diferencia de trato introduce una extraordinaria diversidad en una colección de partículas que antes no se distinguían en absoluto por la masa. En la jerga de los físicos teóricos, se dice que el Higgs «rompe espontáneamente» la simetría gauge que exhibía el universo de Glashow y que solo producía cuantos mediadores sin masa. Sería más apropiado señalar que la simetría permanece, pero pasa desapercibida por culpa de la «ruidosa» interferencia del Higgs. La hiperactividad de este bosón escalar propicia determinadas combinaciones de los cuantos originales, que generan nuevas estructuras de cam-

FIG. 11



Transformación de un campo vectorial sin masa en otro masivo, al incorporar un modo de vibración longitudinal.

FIG. 12



Tres bosones escalares proporcionan la componente longitudinal que vuelve masivos a los mediadores de la interacción débil. Un cuarto, el Higgs, permanece al margen y el fotón queda sin masa.

LA HISTORIA (CASI) COMPLETA

El lector habrá reparado, quizá, en que los campos de los que hablamos al final del segundo capítulo no eran todavía el trío W^+ , W^- y Z , junto con el campo electromagnético, sino el cuarteto W_1 , W_2 , W_3 y B . Estos campos exhibían propiedades algo exóticas, como la hipercarga o el isospín, que pasan a un segundo plano en el modelo estándar. El relato de cómo el campo de Higgs alteró el ecosistema de partículas del universo primigenio para producir las partículas que conocemos es un poco más intrincado de lo que se ha contado hasta ahora. Los matices que completan el cuadro se vuelven extremadamente técnicos y difíciles de traducir a un lenguaje no matemático. En esencia, el campo de Higgs no se limita a insertar una tercera componente en los campos vectoriales, sin masa, del universo de Glashow. También enreda con ellos, como hacía con el campo de electrones diestros y el campo de electrones zurdos, estableciendo vínculos entre cuantos de origen diverso, que generan nuevas estructuras de campo. En el caso del electrón, el Higgs trenzaba dos campos. Con los mediadores primigenios, que toma por parejas, urde una labor semejante pero, además, inserta en la trama uno de sus propios cuantos. Veámoslo campo a campo.

El campo electromagnético

Emerge como un híbrido de los campos B y W_3 . En el fotón, el Higgs convierte un cuanto B en otro W_3 , y viceversa. La estructura que resulta es otro campo vectorial, con dos componentes, cuyos cuantos viajan a la velocidad de la luz. Mientras no se efectúe ninguna medida, estos cuantos viven en una superposición de dos estados.

El campo Z

Surge como un híbrido distinto de los campos B y W_3 , al que se incorpora una de las partículas del campo de Higgs, que ejerce de componente longitudinal. Aquí, la alternancia de cuantos B y W_3 es diferente a la que daba lugar al fotón. Además, se amplía para admitir un tercer relevo: un bosón de Higgs, H_1 , que otorga masa al campo resultante.

El campo W^+

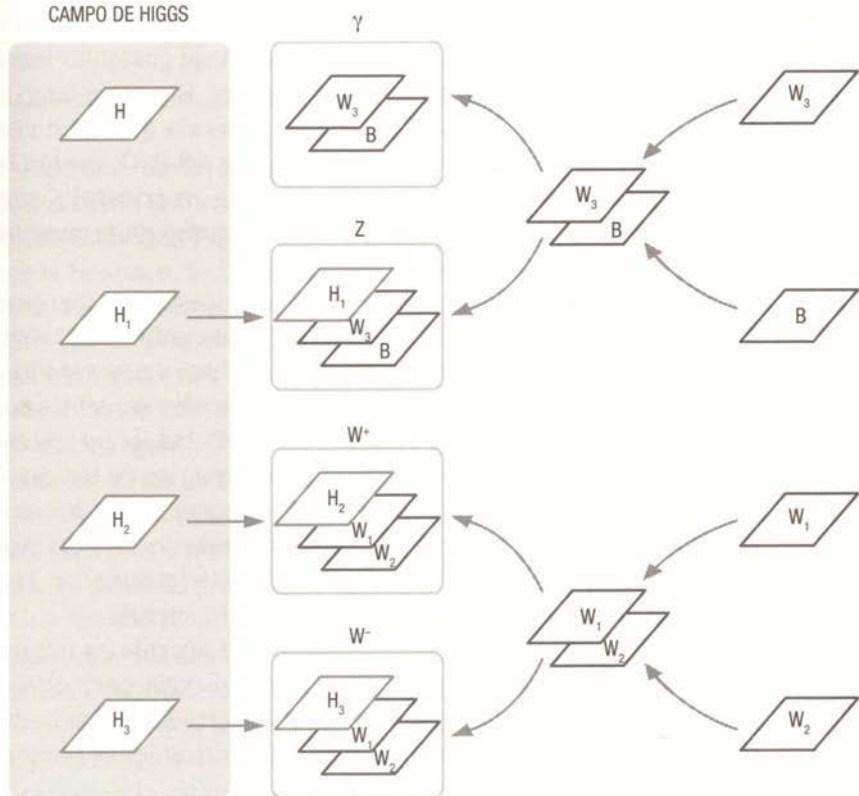
Este campo nace como un híbrido de los campos W_1 y W_2 , al que se incorpora otra partícula de Higgs, H_2 , que actúa como componente longitudinal. El nuevo campo permanece en una superposición de tres estados, W_1 , W_2 y H_2 : los tres estados de polarización del masivo W^+ . Se podría decir que la interacción con el Higgs convierte el W_1 en W_2 , este en el H_1 , y vuelta a empezar.

El campo W^-

Surge como un híbrido distinto de los campos W_1 y W_2 , al que se incorpora una tercera partícula de Higgs, H_3 , que interviene como componente longitudinal. Tomándonos ciertas licencias, podría entenderse que la interacción con el campo de Higgs obra un doble efecto: una alternancia entre dos cuantos primigenios a la que se suma, en algunos casos, un tercer cuanto del propio Higgs. La persistencia de su intervención proporciona estabilidad a estas imbricaciones,

que adquieren personalidad propia como campos independientes. Como sucedía con el electrón diestro y el electrón zurdo, en estas hibridaciones se desdibujan el isospín y la hipercarga, ya que los nuevos cuantos emergen de relevos de otros cuantos, como el B o el W_1 , que ostentaban diferentes valores para estas propiedades. Sin embargo, lo que sí se muestra bien definido en todos los nuevos campos es una determinada combinación de isospín e hipercarga, conocida con el nombre de carga eléctrica.

CAMPO DE HIGGS



El esquema representa cómo la interacción de los diversos cuantos del campo de Higgs con los campos originales B, W_1 , W_2 y W_3 da lugar a los campos conocidos: electromagnético (γ), Z, W^+ y W^- . Todas las superposiciones las provoca la constante absorción y emisión de cuantos H.

po, cuyas excitaciones energéticas siguen comportándose coherentemente como partículas. Si apagásemos el Higgs, las alianzas se desharían. El campo del electrón zurdo se desacoplaría del campo del electrón diestro, por ejemplo, y emergerían de nuevo como entidades independientes, sin masa.

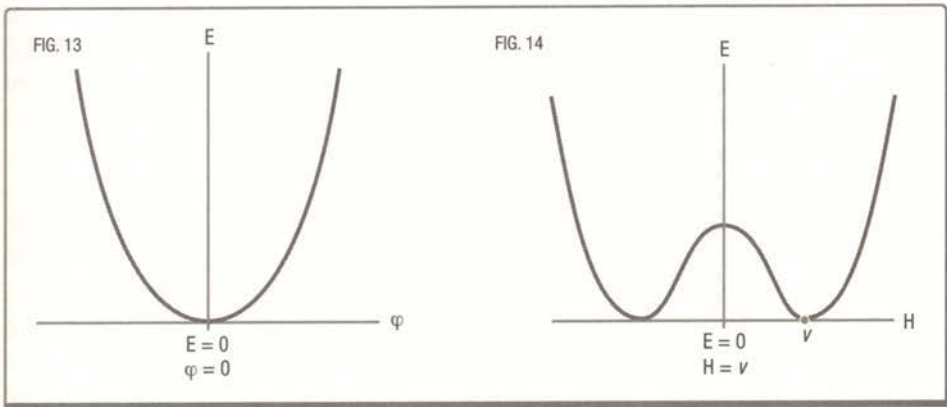
El mecanismo de Higgs conecta las vertiginosas y levísimas partículas de la teoría de Glashow con las partículas masivas que se detectan en los experimentos. Como en los cimientos de la teoría subsisten los campos sin masa originales, no se pierden las garantías que ofrecen sus simetrías gauge. Siguen proporcionando estructura a las interacciones y conjuran cualquier inconsistencia, como las probabilidades infinitas. El mecanismo de Higgs funciona como una extensión de la teoría que hace compatible el programa gauge con la interacción débil. Como tal, fue diseñado con alevosía y nocturnidad, lo que en principio causó el rechazo de algunos físicos, que lo veían como un recurso demasiado artificioso.

¿Qué distingue al bosón de Higgs de sus tres compañeros escalares? Ya lo apuntamos al final del segundo capítulo: su campo siempre tiene un valor distinto de cero, incluso en su estado de mínima actividad. Eso implica que las partículas sensibles a su presencia siempre cuentan con una probabilidad de interactuar con él. Es un rasgo que lo distingue de los campos de los demás bosones escalares que, en promedio, permanecen inactivos en su estado de mínima energía. Lo mismo puede decirse del resto de campos espinoriales y vectoriales del modelo estándar. La figura 13 muestra cómo depende su valor de la energía.

Un campo típico φ se anula allí donde la energía es mínima. Esto quiere decir que hay que inyectarle energía para que, en promedio, comience a desarrollar alguna actividad detectable. Dicha actividad se manifiesta en forma de excitaciones energéticas cuantizadas: partículas.

El Higgs, H , ofrece un perfil muy diferente, como se aprecia en la figura 14.

No se anula en el punto de mínima energía, donde presenta un valor v , luego allí tampoco se anula la probabilidad de que se materialicen excitaciones (de que broten partículas de Higgs).



Al contrario de lo que ocurre con el campo típico φ , hay que suministrarle una colosal cantidad de energía para acallar su bulliciosa actividad y que, en promedio, el vacío no se vea invadido de sus bosones. Esto sucede en lo alto del cerro central de la figura 14. Allí el campo H vale cero, pero al mismo tiempo se encuentra en una situación muy inestable. Cualquier fluctuación cuántica basta para empujarlo ladera abajo. El campo de Higgs se halla conectado a una amplia red de campos cuánticos, hacia los que enseguida fluye la energía. La pérdida desliza al campo hacia cualquiera de los valles que se abren a derecha e izquierda, donde H recupera su valor distinto de cero y su actividad. Este perfil energético tan peculiar es el que provoca la ruptura espontánea de simetría y llena el vacío de partículas de Higgs.

Con las expresiones «después» o «antes de la irrupción del Higgs», que hemos utilizado, no pretendíamos señalar una secuencia temporal, sino referirnos a las implicaciones físicas de dos teorías, la que incorpora el campo de Higgs frente a aquella que prescinde de él. La mayoría de los cosmólogos, sin embargo, sí considera la mudanza de un escenario a otro en sentido literal. Según ellos, el Higgs cobró protagonismo en los albores de nuestro universo: una diezmilmillonésima de segundo después del Big Bang. En un universo a medio expandir, la densidad de energía en cualquier región del espacio era muchísimo más elevada que ahora. Los campos rebosaban energía, situación muy

distinta de la actual, en la que disponen de una cantidad más bien modesta. Esto restringe su actividad al fondo de los valles, donde más se pone de relieve cómo difiere la geografía energética de un campo típico φ de la de H .

Un campo de Higgs que contase con la energía suficiente tendría todo el fondo de la curva a su disposición. Podría transitar a lo largo y ancho del cerro, los valles y las laderas sin problemas: en promedio valdría 0, como el resto de los campos. Las probabilidades de interaccionar con él disminuirían drásticamente. A las altísimas temperaturas del universo primordial, la simetría del modelo de Glashow se manifestaba sin trabas, libre de la injerencia del campo de Higgs. Las partículas elementales, sin masa, recorrían a la velocidad de la luz un mundo menos complejo.

Con frecuencia se afirma que el mecanismo de Higgs genera la masa de toda la materia ordinaria, desde el planeta Marte a un taburete. Convendría matizar que, en realidad, solo es responsable de la masa de las partículas elementales, de los electrones, los quarks y los bosones W y Z . Esta puntualización puede antojarse innecesaria. ¿Acaso no estamos compuestos de partículas elementales? ¿Dotarlas a ellas de masa no implica automáticamente hacer lo mismo con nosotros? Lo cierto es que la mayor parte de la masa de nuestros átomos se concentra en sus núcleos. Los electrones son ultraligeros y solo contribuyen con un 0,05%. ¿Y qué hallamos en el núcleo? Un puñado de protones y neutrones. Escojamos un protón, por ejemplo. Si buscamos su masa en la tabla de un libro de física, descubriremos el valor 938 en unas determinadas unidades (MeV/c^2). El mismo libro nos informa de que los protones no son partículas elementales, contienen tres quarks, dos u y uno d . Si acudimos de nuevo a la tabla, comprobamos que el u posee una masa de 3 en las mismas unidades que el protón, mientras que el d tiene el doble, 6. Al sumarlas, se obtiene un total de 12. ¿Dónde está la masa que falta para llegar hasta los 938? ¡Los tres quarks aportan poco más que el 1% del total! La respuesta está en la energía almacenada en los campos mediadores de la interacción fuerte, los gluones, que no tienen masa en reposo, igual que los fotones, y en la energía cinética de los quarks. Si cesara la actividad del campo

de Higgs y los quarks perdieran la masa que les proporciona, los núcleos pesarían prácticamente lo mismo. Con todo, se aniquilarían los átomos, y con ellos, la materia tal como la conocemos, porque los electrones se darían súbitamente a la fuga.

¿EL BOSÓN DE ANDERSON-ENGLERT-BROUT-HIGGS-GURALNIK-HAGEN-KIBBLE?

Hay quien sostiene con malicia que el campo de Higgs fue bautizado con ese nombre porque, de todos los científicos implicados en su formulación, el británico Peter Higgs era el que tenía el apellido más corto. No siempre resulta fácil reconocer la paternidad de una idea, sobre todo cuando su complejidad exige una labor colectiva. El mecanismo de Higgs hizo su presentación en sociedad en 1964, a través de cuatro artículos publicados en un plazo de menos de tres meses, entre finales de agosto y mediados de noviembre. Sus autores —Robert Brout, François Englert, Peter Higgs, Gerald Guralnik, Carl Hagen y Tom Kibble—, conocidos más tarde como la «banda de los seis», desarrollaron tres investigaciones independientes. Sus conclusiones coincidieron en un tiempo en el que, tras una serie de vislumbres, tanteos y pasos en falso, las ideas para dotar de masa a los campos vectoriales ya estaban maduras. Brout y Englert fueron los primeros en publicar, Higgs fue el primero en mencionar explícitamente el bosón que llevaría su nombre y Guralnik, Hagen y Kibble, los últimos en cruzar la línea de meta, entregaron la exposición más concienzuda.

Los tres grupos siguieron pistas comunes y también inspiraciones diversas, aunque la senda de Brout y Englert se asemeja más a la de Higgs, que la de Guralnik, Hagen y Kibble. Resulta arduo establecer la genealogía exacta de sus ideas. Quizá baste con remontarnos a la sugerencia inicial de Schwinger, que en 1962 presentó un artículo donde se planteaba la pregunta clave: las simetrías gauge, ¿solo eran capaces de engendrar campos mediadores sin masa? A renglón seguido, contestaba: «Aunque la cuestión reciba invariablemente una respuesta afirmativa, el autor ha quedado convencido de que esta implicación no es es-

trictamente necesaria». Este convencimiento venía avalado por especulaciones algo vagas, pero, antes de terminar, Schwinger escribía lo que podría pasar por una excelente descripción del mecanismo de Higgs:

[...] el punto esencial queda expresado en la opinión de que el mundo físico que se observa es el resultado del juego dinámico entre campos primordiales subyacentes, y que la relación entre estos campos fundamentales y las partículas fenomenológicas podría ser comparativamente remota, a diferencia de la correlación inmediata que se asume habitualmente.

Schwinger no resolvió la cuestión, pero proporcionó argumentos suficientes para que tuviera sentido abordarla. Su enorme prestigio en el campo de la física teórica bastaba para patrocinar, al menos intelectualmente, la empresa. Con todo, la pieza clave para dar masa a los mediadores de la interacción débil —la ruptura espontánea de simetría— no surgió del estudio de las partículas elementales, sino en un contexto más mundano: el de la física de la materia condensada. Esta rama de la ciencia investiga los estados de la materia caracterizados por fuertes interacciones entre sus componentes, ya sean átomos, electrones, iones o moléculas. La solución a uno de los problemas más intratables de la física teórica se forjó así en modelos que no prestaban una particular atención a las partículas elementales sino más bien a su comportamiento colectivo, tratando de comprender fenómenos macroscópicos como la superfluidez o la superconductividad. La ironía fue apreciada en particular por los físicos aplicados, hartos de que algunos teóricos los mirasen por encima del hombro, como Murray Gell-Mann, que se refería a la física del estado sólido como la «física del estado sórdido».

Fue el físico de origen japonés Yoichiro Nambu quien abrió el canal por el que fluyeron las ideas. En 1956 asistió a un seminario sobre superconductividad en la Universidad de Chicago, que impartía John Robert Schrieffer, responsable de la letra S en la llamada *teoría BCS*, una revolucionaria descripción de uno de los fenómenos físicos más enigmáticos y espectaculares. Cuando

en un material superconductor la temperatura cae por debajo de un valor crítico, deja de ofrecer resistencia al paso de la corriente eléctrica. Otro rasgo distintivo de estos materiales es que en su interior se anulan los campos magnéticos. Esta ausencia se explica con el mismo argumento que justifica que no exista un campo macroscópico de bosones Z o W, es decir, suponiendo que en el interior del superconductor los fotones adquieren masa, lo que recorta drásticamente su alcance. Recordemos que los cuantos mediadores con masa exigen más energía para materializarse y que para que su actividad virtual no viole el principio de conservación de la energía deben desintegrarse enseguida. Aunque en realidad no desaparecen, los fotones no son capaces de concentrarse con la densidad necesaria para desplegar un campo macroscópico. En el modelo superconductor, el grado de libertad longitudinal que vuelve masivos a los fotones no lo proporciona el campo de Higgs, sino un campo escalar que representa las excitaciones colectivas de los electrones. No se trata de un campo fundamental (sus cuantos no son partículas elementales), sino un mero instrumento de la modelización, que reproduce el comportamiento cuántico de una descomunal asamblea de partículas.

A Nambu le preocupaba que los superconductores, tal como los describía la teoría BCS, no respetaran la invariancia gauge ni la conservación de la carga. Un material constituido por ingentes cantidades de electrones y fotones, por compleja que fuera su interacción, no podía renegar de los principios sagrados del electromagnetismo. Nambu logró demostrar que la simetría gauge de la EDC subsistía, pero enmascarada por la ruptura espontánea.

Inspirado por la visión de unos fotones que adquirirían masa aparente en las entrañas de un superconductor, Nambu trató de trasladar la ruptura espontánea de simetría al terreno de las partículas elementales. Desarrolló un modelo para neutrones y protones, donde el mecanismo daba masa a los nucleones. En el acto de prestidigitación matemática, también surgía un bosón escalar sin masa. Esta partícula, en 1961 y en el contexto de las interacciones nucleares, se podía admitir con un poco de manga ancha. Antes del advenimiento de los quarks y los gluones, el papel mediador de la interacción fuerte se reservaba al pion, una

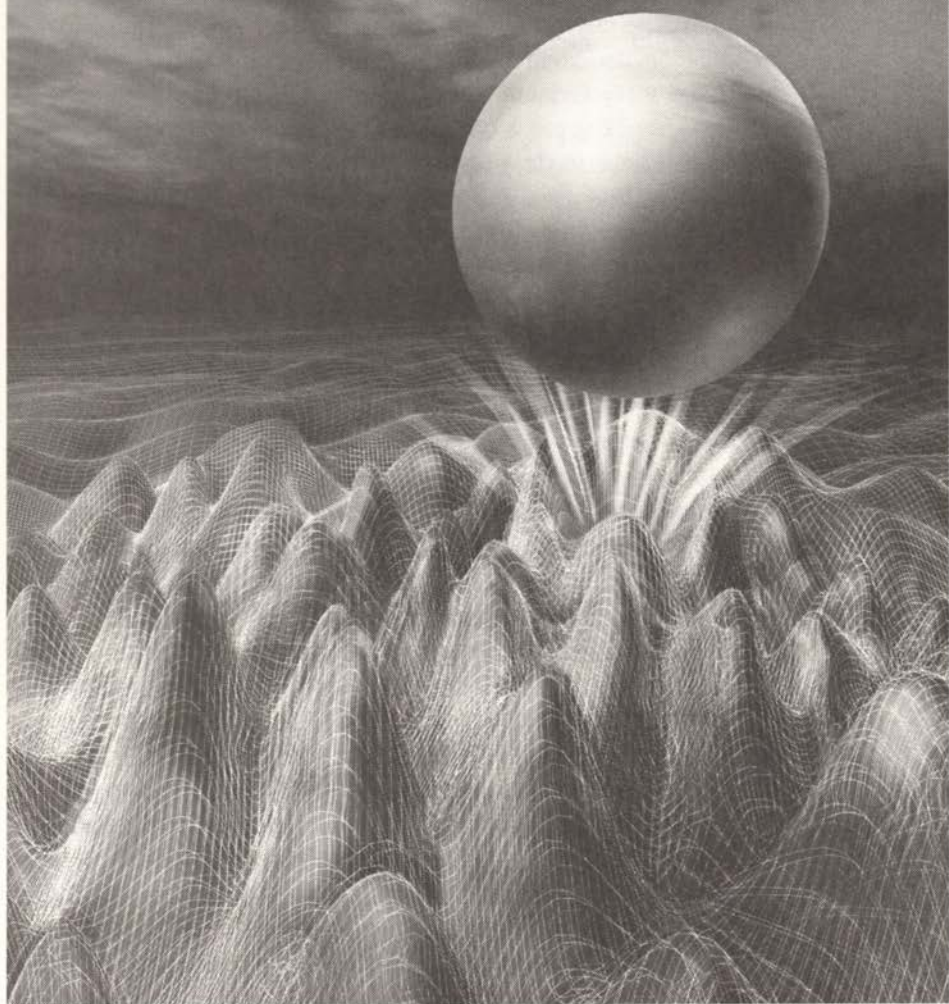
partícula de espín cero que se consideraba con masa casi casi nula. Nambu ideó además una receta que cubría este expediente particular, aunque no servía para curar los males de la interacción débil, con mediadores vectoriales muy pesados.

El británico Jeffrey Goldstone elaboró teorías más generales y en todas ellas encontró que la ruptura espontánea de simetría producía bosones escalares sin masa. Estas partículas resultaban inaceptables. De entrada, nadie las había observado y, de existir, provocarían toda clase de efectos indeseados. Por ejemplo, desequilibrarían la dinámica estelar, puesto que las estrellas los emitirían con la misma facilidad que los fotones. El último clavo en el ataúd de la ruptura espontánea de simetría lo clavaron Goldstone, Weinberg y Salam. En agosto de 1962, presentaron un teorema que condenaba a cualquier teoría que incorporase el mecanismo a ser rondada a perpetuidad por el espectro de uno o más bosones sin masa. El artículo se titulaba «Simetrías rotas», pero se hubiera podido titular con la misma propiedad «Esperanzas rotas».

Llegados a este punto hacía falta un iluminado o alguien muy seguro de sí mismo para insistir en la misma vía. Esa persona fue Philip Anderson, que en abril de 1963 denunció que el callejón debía tener por fuerza una salida. Si los teóricos querían un contraejemplo que refutara el teorema de Goldstone, no tenían más que pasarse por un laboratorio. Anderson presentó un segundo fenómeno que se describía a las mil maravillas con ayuda de la ruptura espontánea de simetría: las oscilaciones en un plasma de electrones. Tanto en este sistema como en un superconductor surgía el temido bosón escalar sin masa, pero se incorporaba al campo vectorial del fotón, proporcionándole un modo de vibración longitudinal, en otras palabras: masa. En estos modelos se cumplían los requisitos de Schwinger: los fotones se comportaban como si tuvieran masa, aunque a un nivel más profundo carecieran de ella.

Sin embargo, tanto los superconductores como el plasma se describían dentro de un marco no relativista, en un montaje donde no todos los campos eran fundamentales: también se utilizaban campos fenomenológicos, que emulaban un comportamiento cuántico colectivo. Sus conclusiones, por tanto, no tenían por qué trasladarse al pie de la letra a una teoría cuántica de campos.

Los campos cuánticos desafían cualquier poder de visualización, excepto, quizá, el de los artistas. La imagen es obra del ilustrador científico Nicolle Rager Fuller y representa la convulsión energética que debe sufrir el campo de Higgs antes de que se materialice uno de sus bosones.



Anderson, además, no señalaba ninguna laguna en el argumento de Goldstone, Weinberg y Salam, formulado con extremo cuidado en un entorno relativista. A pesar de estos reparos, no cabe duda de que expuso la vía para solucionar el problema. Las cartas estaban, pues, encima de la mesa, pero había que construir un modelo sujeto a las leyes de la relatividad, donde se demostrara con rigor que la ruptura espontánea de simetría cumplía su cometido sin la comparsa de los bosones escalares.

La labor se completó, por fin, un año después. Brout y Englert dispusieron un escenario sencillo, con dos campos escalares, cuánticos y relativistas. Los campos exhibían la simetría de las veletas, que daba pie a un campo mediador de tipo electromagnético. Al dar cuerda a la ruptura espontánea de esta simetría, uno de los bosones, sin masa, se esfumaba, incorporándose como tercer grado de libertad, longitudinal, del fotón, que se volvía masivo. En su artículo no prestaron atención al bosón del segundo campo, el bosón de Higgs de su modelo, que quedaba con masa. No lo hicieron porque su existencia, de puro evidente, no merecía una mención siquiera. Entonces todo el interés se centraba en dar masa a los campos mediadores y en conjurar el insidioso bosón de Goldstone. La introducción de un campo en una teoría cuántica implicaba por defecto que sus excitaciones, cuantizadas, se manifestarían como partículas. Peter Higgs era de la misma opinión, pero su propio modelo fue rechazado por la revista *Physics Letters*, al estimarse que no tenía ninguna «relevancia manifiesta para la física». Antes de probar suerte en otra publicación, hizo algunos retoques. Para congraciarse con un hipotético revisor alérgico a la teorización pura, deslizó una predicción experimental: la existencia de una partícula escalar con masa. Él mismo reconoció más tarde que «la referencia al llamado bosón de Higgs nunca hubiera aparecido impresa si *Physics Letters* hubiera aceptado la versión original» del artículo. Higgs sugirió, además, que su engranaje teórico podía insertarse en una teoría de la interacción débil, donde todos los mediadores adquirirían masa, salvo el fotón.

El artículo de Guralnik, Hagen y Kibble examinaba a fondo la razón de que los nuevos modelos relativistas burlasen la conde-

na del bosón de Goldstone. Cuando la simetría que se rompe es una simetría gauge local, el bosón escalar sin masa emerge, pero no logra materializarse físicamente, porque el campo vectorial de la simetría gauge lo absorbe como vibración longitudinal. En los modelos de Nambu y Goldstone la simetría que se rompía no era local, sino global, no daba lugar a un campo gauge y el bosón escalar caminaba a sus anchas.

En 1967, Weinberg se dio cuenta de que el mecanismo de Higgs podía dar masa no solo a los mediadores de la interacción débil, sino también a los electrones. Sacó del cajón el viejo modelo de Glashow y le ensambló todas las piezas que le faltaban para funcionar como un mecanismo de relojería. Presentó por primera vez una teoría completa de la interacción débil (sin quarks), donde los electrones y los bosones W^+ , W^- y Z adquirirían masa mediante la ruptura espontánea de simetría. Salam pintó en esencia el mismo cuadro, de modo independiente, seis meses después.

¿Cómo vino a imponerse entonces la marca «Higgs» en el mecanismo, el campo y el bosón? Sin duda, el fruto de esta labor colectiva merecía un reparto de nombres más equilibrado, pero como suele ocurrir, el último juez, inapelable, fue el azar. El artículo de Weinberg, uno de los más citados en la literatura científica, hacía referencia a los trabajos de los seis, pero, por un descuido, situaba el de Higgs, cronológicamente el segundo, en primer lugar. Quien no estuviera al tanto de la secuencia original, asumiría que la prioridad le correspondía a él. Por otra parte, tanto el mecanismo de Higgs como la teoría de Weinberg y Salam se comportaron como *sleepers*, es decir, como esas películas que terminan convirtiéndose en éxitos de taquilla, pero que comienzan su carrera comercial con enorme discreción. Surgieron en un momento en el que las teorías basadas en simetrías gauge habían quedado a la sombra de otras propuestas más de moda. No recibieron la debida atención hasta que los holandeses Gerard 't Hooft y Martinus Veltman

Lo rechazaron y quedé bastante sorprendido [...]. Así que revisé el artículo, añadiendo varios párrafos a una presentación de lo que ahora se conoce como el modelo de Higgs con el propósito de dejar claro que esta clase de teoría tenía consecuencias experimentales.

PETER HIGGS

LA AMBICIÓN RUBBIA

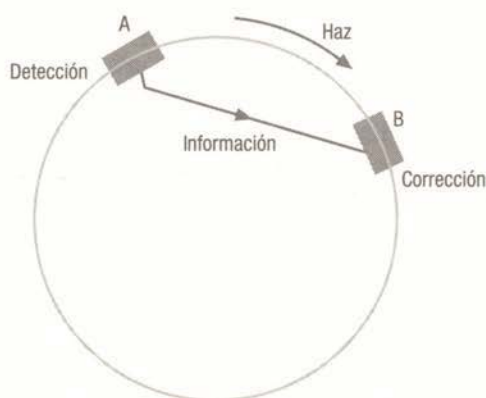
El mecanismo de Higgs proporciona un armazón sólido y coherente para una descripción cuántica y relativista de la interacción débil, pero ¿existen de verdad las partículas W y Z? A mediados de la década de 1970, se consideraban los cuantos más masivos conocidos, y la energía que había que invertir para producirlos (de nuevo, $E=mc^2$) los situaba fuera del alcance de los mejores aceleradores. Tanto el CERN, en Europa, como el Fermilab, en Estados Unidos, se habían puesto de obras, empeñados en la construcción de una nueva generación de máquinas, de potencia muy superior, pero los experimentos habrían de esperar a su puesta en funcionamiento. Incluso los físicos más pacientes no podían ocultar su contrariedad. ¿No existía ningún atajo? Paciencia no era precisamente algo que le sobrara al físico italiano Carlo Rubbia. Circulan numerosas leyendas sobre su fuerte personalidad, equívoca expresión que vale lo mismo para sugerir virtudes como para esconder los peores defectos. Según otro gran físico teórico, Martinus Veltman, mientras Rubbia «fue director del CERN, cambiaba de secretaria cada tres semanas. Un tiempo de supervivencia inferior al de un marinero en un submarino o destructor de la Segunda Guerra Mundial». Se ha descrito a Rubbia como un enérgico y persuasivo Maquiavelo, experto en concitar voluntades en torno a sus proyectos científicos. Sus alumnos de Harvard lo conocían con el apelativo más cariñoso de «profesor Alitalia», por su permanente trajín aeroportuario, siempre de viaje hacia una reunión crucial que decidiría un experimento histórico.

El enfriamiento estocástico

A Rubbia, sin embargo, le hacía falta algo más que ambición y talento negociador para ganar la carrera, en apariencia empanzanada, de los bosones W y Z. Ese algo se lo sirvió en bandeja un ingeniero holandés, que se diría su antítesis: Simon van der Meer. Tímido, reservado, poco dado a lucirse en las reuniones, Van der Meer dedicó su vida a revolucionar discretamente el arte de construir aceleradores. Ya en 1968 había efectuado las primeras pruebas de una técnica nueva, el enfriamiento estocástico, pero no se atrevió a publicarlo. Diez años después, al cruzarse con la ambición Rubbia, la idea, más madura, encontró la oportunidad de materializarse. Hasta entonces los colisionadores venían lanzando electrones contra positrones o protones contra protones. El plan de Rubbia era aprovechar un acelerador de protones ya construido, el SPS del CERN, para ensayar en sus túneles una colisión inédita: protones contra antiprotones. La nueva munición multiplicaba la eficacia, pero también los quebraderos de cabeza. Los antiprotones son una muestra de antimateria, compuesta por antiquarks u y d. Hay que producirla artificialmente, al menos en la región del universo que habitamos y, una vez originada, resulta terriblemente inestable. Cualquier roce con la materia ordinaria la aniquila con un estallido de energía. El proceso de producción de antiprotones era lento y azaroso. Acumular suficientes antipartículas para que el experimento fuera viable requería horas, tiempo en el que también había que procurar que no se desintegraran. Además, el sistema generaba antiprotones con velocidades y energías muy desiguales. Esta disparidad complicaba la composición de un haz uniforme con ellos. Van der Meer desarrolló una técnica de pastoreo, que permitía medir la dispersión media del haz y corregirla, detectando las partículas que se salían demasiado de la formación para devolverlas al redil (véase la figura). Gracias a ella, se produjeron haces de antiprotones compactos, estables y bien definidos, que proporcionaban el elevado número de colisiones de alta energía necesarias (unas 50 000 por segundo) para crear y detectar a los mediadores de la interacción débil.

El descubrimiento de las partículas W y Z

En 1981 se produjo el primer vuelo dirigido de antiprotones en el SPS. En enero de 1983, Rubbia informó de que el análisis de más de un millón de colisiones señalaba el rastro de cinco partículas nuevas: «Parecen W. Huecen como W. ¡Tienen que ser W!». El descubrimiento del bosón se confirmó a finales de mes. La captura de su compañero neutro, el bosón Z, se anunció el primer día de junio del mismo año.



El enfriamiento estocástico funciona como un sistema de realimentación: un detector obtiene información de cuánto se dispersa el haz en un punto A del acelerador y la envía a otro punto, B, donde un segundo dispositivo actúa sobre las partículas para corregir la desviación. El término «enfriamiento» alude a que el procedimiento disminuye el desorden en el haz, igual que un descenso de temperatura incrementa el orden en las moléculas de un gas. Se llama «estocástico» (es decir, aleatorio) porque las partículas dentro del haz se distribuyen al azar.



Simon van der Meer (izquierda) y Carlo Rubbia compartieron el premio Nobel de Física en 1984 por su contribución al desarrollo de la física de partículas.

demonstraron que la teoría no adolecía de probabilidades infinitas y que disfrutaba de una salud matemática tan envidiable como la EDC. Esto ocurrió en los primeros años de la década de 1970. Estalló entonces la revolución de las teorías gauge. En palabras de Sidney Coleman, el trabajo de 't Hooft mostró que: «la rana de Weinberg y Salam era un príncipe encantado». La exitosa plantilla de la EDC, por fin, se había extendido a la interacción débil.

Uno de los más conspicuos adalides de la ruptura espontánea de simetrías gauge fue el físico de origen coreano Benjamin Lee, que divulgó una versión más inteligible de la difícil prueba de 't Hooft. Años antes, cuando el mecanismo perpetrado por la banda de los seis todavía hibernaba, Lee coincidió con Higgs en una fiesta, tras una conferencia en la Universidad de Rochester. En una conversación informal, abordaron el tema y Higgs, como es lógico, narró la historia desde su perspectiva. Justo después de que la prueba de 't Hooft desatara la revolución de las teorías gauge, Lee se encargó de redactar las actas de la Conferencia Internacional de Física de Altas Energías de Batavia. En una sesión informativa, dirigida a una audiencia muy amplia, ofreció un repaso a las últimas novedades ocurridas en el campo de la interacción débil. A lo largo de su intervención, asignó el nombre de Higgs a todo lo que se movía: las partículas escalares, el mecanismo y el campo.

Durante un tiempo, trataron de prosperar diversas alternativas a esta nomenclatura, en función de filias y fobias personales o nacionales, o del conocimiento, o desconocimiento, que se tuviera de la historia. El propio Higgs se refirió en más de una ocasión, con ecuanimidad, al mecanismo ABEGHHK'tH, especie de abracadabra donde se cifraban los apellidos de Anderson, Brout, Englert, Guralnik, Hagen, Higgs, Kibble y 't Hooft. No sabemos si logró pronunciarla sin que se le trabara la lengua, pero la palabra mágica encontró escasos adeptos. Al final, el sencillo, monosilábico, «Higgs» quedó adherido para siempre a la partícula.

Al margen de cómo se quisiera llamar el campo, el mecanismo o el bosón, mediada la década de los años setenta, los físicos experimentales fueron cobrando conciencia de que una partícula nueva, tan singular como esquivada, estaba burlando los detectores de sus aceleradores. La cacería había comenzado.

Nacido el 4 de julio

A pesar de que en el modelo estándar el campo de Higgs proporciona masa a las partículas elementales, la teoría no se pronuncia acerca de la masa de sus cuantos. La incógnita tuvo que despejarse experimentalmente. Durante décadas, el bosón de Higgs eludió los mejores aceleradores del mundo. En el verano de 2012, el análisis de mil billones de colisiones entre protones, producidas en el LHC, por fin logró acorralarlo.



Los físicos tuvieron que atender otras prioridades antes de emprender la caza del bosón de Higgs. La ruptura espontánea de simetría apuntalaba el modelo estándar, pero ese edificio, ¿era un castillo en el aire? ¿Existían los bosones W^+ y W^- propuestos por Schwinger? ¿Y el mediador neutro Z que había entrevisto Glashow? Por no hablar de los enigmáticos quarks, que en 1964 introdujo Gell-Mann con tanto cuidado de no pillarse los dedos que casi lo hizo pidiendo disculpas: «Cabe suponer que tales partículas no sean reales, pero de todos modos se pueden utilizar en nuestra teoría de campo». Parafraseando a un ilustre colega de Gell-Mann en el Instituto Tecnológico de California, Richard Feynman, no importaba lo hermosas que fueran las ideas o lo inteligentes que fueran las personas que las habían concebido. Había que ponerlas a prueba mediante experimentos. Si el verdadero territorio no coincidía con el elegante mapa trazado por las simetrías gauge, la teoría se arrojaría sin contemplaciones al cubo de la basura.

En las décadas de los años setenta, ochenta y noventa del siglo pasado, la física experimental conoció una época dorada, jalada por una sucesión de descubrimientos cruciales. Escudriñar el espacio con una resolución superior al tamaño de un protón (una

milbillonésima de metro) exigió una revolución de las técnicas instrumentales. No solo se multiplicaron por mil las energías a las que operaban los aceleradores de partículas, también se construyeron detectores de una exquisita sensibilidad y se diseñaron redes de ordenadores capaces de procesar millones de canales de información, testigos suprapercptivos de los fenómenos cada vez más intrincados que se iban a desencadenar. El modelo estándar superó todas las pruebas de estrés. Una a una, las piezas del puzle cayeron en el lugar asignado, para componer la delicada trama de campos cuánticos que promulgaba la teoría. Hasta lo inesperado encontró un espacio lógico donde acomodarse. En 1974 se detectó el quark c en una partícula compuesta, al año siguiente asomó por sorpresa la partícula tau y en 1979 cayeron el gluon y el quark b. En 1983 les tocó el turno a los tres mediadores de la interacción débil, que atrapó el primer colisionador de protones y antiprotones. El término «modelo» comenzó a sonar a broma o a falsa modestia cuando se aplicaba a la teoría más ambiciosa, compleja y contrastada que hubiera alumbrado la física. Sus ecuaciones no se sabían resolver con exactitud, pero la información que se extraía de ellas mediante laboriosas aproximaciones estaba en perfecta sintonía con los datos que recogían los detectores. Después de que los físicos del Fermilab de Chicago anunciaran en 1995 la captura del quark t, el último cuanto de materia, solo quedó aplicar la piedra de toque. Había sonado la hora del Higgs.

Bien mirado, con la terna W^+ , W^- y Z , ya se habían descubierto tres cuartas partes del campo de Higgs, puesto que tres de sus bosones escalares se encarnaban en la componente longitudinal de los mediadores de la interacción débil. Sin embargo, la marca definitiva del mecanismo que confiere masa a las partículas elementales estaba en el cuarto bosón escalar. Había que escrutar el espacio-tiempo con un detenimiento inusitado para advertir la actividad de esta partícula escurridiza.

Con frecuencia, los grandes aceleradores se han comparado con microscopios desmesurados, enfatizando el contraste entre su tamaño colosal y las distancias cada vez menores que exploran. Así y todo, la analogía solo da cuenta de la mitad de sus prestaciones. El acelerador, a diferencia de cualquier microscopio, también

crea la muestra que analiza. No busca un bosón Z o un quark t que deambule por el espacio, distraídamente, como la ameba que sorprende al biólogo en el agua de un charco. El acelerador materializa las partículas que busca, a partir de una colisión entre otras par-

tículas, mucho más fáciles de obtener y de manejar, como son los protones y los electrones. La colisión no pretende romper partículas compuestas para extraer de sus tripas las partículas elementales. Un acelerador típico hace colisionar un electrón y un positrón, partículas de irreprochable elementalidad, sin estructura interna, por tanto, y del impacto emerge un bosón Z o un par W^+ , W^- .

En el ámbito subatómico, la energía se revela como una hábil transformista. En última instancia, la desintegración y creación de partículas no es más que la constatación de que se ha producido una transferencia de energía entre campos. En un contexto cuántico, las transferencias no se efectúan de manera gradual y continua, sino abrupta. Desaparecen y surgen paquetes de energía: partículas. Puedes entrar en el casino cuántico y relativista con fichas de electrones y positrones y canjearlas por bosones de Higgs.

A todos los efectos prácticos, el modelo estándar parece suficiente, al menos durante los próximos cien años.

STEPHEN HAWKING

ESTRATEGIAS PARA ATRAPAR UN HIGGS

Con la colisión, los investigadores sitúan su apuesta energética en un campo determinado, al que les resulta fácil acceder. Pocas cosas hay más sencillas de producir que un puñado de electrones: basta con calentar un metal. Los positrones llevan más trabajo. La receta más extendida prescribe el bombardeo de un blanco con electrones muy energéticos. Al interactuar con la materia, los proyectiles se frenan, emitiendo fotones de alta frecuencia. Estos fotones, a su vez, se desintegran en pares positrón, electrón, que ya se pueden separar y recoger mediante campos magnéticos.

El incidente energético que el colisionador induce en el campo de electrones nos coloca en la casilla de salida del experimento. ¿Cuál es el siguiente paso? El campo de electrones se relaciona

directamente con el campo de fotones, con los campos mediadores de la fuerza débil, W y Z , y con el campo de Higgs. Cualquiera de ellos puede convertirse en la siguiente parada de la energía. Las ecuaciones del modelo estándar definen las probabilidades de que, a través de una interacción, la energía pase de un campo a otro. No hay modo de asegurar el tiro, porque la borrosidad cuántica embota la mejor puntería. El mismo experimento se puede repetir un millón de veces, bajo idénticas condiciones, sin que desaparezca la incertidumbre del desenlace. Cada colisión es como una tirada de dados: se conocen los lances posibles, pero no el resultado de la siguiente tirada. Unas veces la energía aflora en el campo de fotones; otras, en el de bosones Z o W . A su vez, estos campos pueden ceder una parte o toda la energía que reciben a otros. El experimentador confía en que, en alguna de las transferencias, la energía recale en el campo de su elección en cantidad suficiente para que en él se materialice un cuanto: la partícula que desea atrapar. ¿Por qué no un bosón de Higgs?

En el primer capítulo apuntamos que los campos cuánticos comparten el espacio-tiempo. Si señalamos un punto cualquiera, en un momento dado, allí los hallamos todos: desde los campos de neutrinos, pasando por los distintos bosones mediadores, hasta el Higgs o el quark t . ¿Eso significa que allí también concurren todas las partículas? Depende de lo que entendamos por partícula. Si solo nos interesan los fenómenos ostensibles, la respuesta es negativa. En la mayoría de los puntos, los campos se hallan en su estado de mínima energía, que se traduce en la ausencia de partículas observables. Ese estado es lo que de modo intuitivo identificaríamos con el vacío, puesto que no somos capaces de apreciar nada en él. Empero, los campos nunca suprimen su actividad fantasmal, esa efervescencia energética que no podemos aprehender directamente, que se desvanece en los promedios de la medida más leve y que ampara el principio de incertidumbre de Heisenberg. Esa efervescencia se puede describir formalmente en términos de partículas virtuales, pero si instalamos un detector en cualquier punto de mínima actividad de un campo, no registrará ninguna. Para que se manifiesten como partículas tangibles, hace falta que en promedio el cam-

po retenga un mínimo de energía: esa cantidad corresponde a la masa en reposo de uno de sus cuantos.

Cabe considerar esa masa como el tributo energético que exige el campo para entregar a cambio una partícula. La tarifa no es universal. Hay campos más módicos y asequibles, como el electromagnético, y otros más onerosos, como el de quarks t. Si abonamos más energía de la necesaria, el cuanto adquirirá velocidad o se producirá más de una partícula. En la tabla siguiente, se muestran las masas en reposo de los principales cuantos del modelo estándar. Su valor se da en gigaelectronvoltios o, lo que es lo mismo, en miles de millones de electronvoltios, la unidad de energía de uso corriente en física de partículas (con símbolo eV). El nombre, *electronvoltio*, sirve como abreviatura de su definición: es la energía que adquiere un electrón cuando lo acelera en el vacío una diferencia de potencial de un voltio.

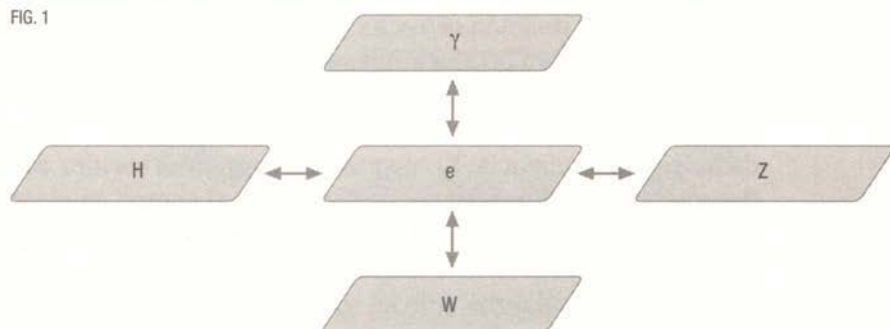
Cuanto	Masa en reposo (GeV)
gluon	0
fotón	0
neutrino	?
electrón	0,000511
quark u	0,002
quark d	0,005
quark s	0,095
muon	0,106
quark c	1,25
tau	1,78
quark b	4,2
W±	80,4
Z	91
quark t	171

El mundo material en el que nos desenvolvemos a diario se arma con electrones, un género de neutrinos, fotones, quarks u y d , y gluones. Son los cuantos más ligeros y también los más estables, al menos los tres primeros. Los quarks y los gluones sufren constantes metamorfosis cuánticas. Nunca se presentan aislados y se encierran en cápsulas (partículas complejas) que blindan la interacción fuerte. Si uno se asoma al interior de un protón o de un neutrón, puede llevarse una sorpresa mayúscula, como tropezarse con un quark s , pero no entraremos en esos detalles. Contemplados desde la distancia oportuna, a escala atómica, por ejemplo, los neutrones y protones se comportan como partículas fiables y duraderas. ¿Qué ocurre con el resto de campos? En nuestro entorno cotidiano, no acumulan suficiente densidad de energía para que afloren en ellos cuantos observables. Si el azar cuántico los creara, su vida sería brevísima. Nunca asistimos a la acción de un quark t o de un bosón W^+ cuya persistencia ocasione efectos perceptibles por el medio que sea. Eso no implica que la actividad fantasmal de sus campos no nos afecte de continuo. El campo de Higgs, sin ir más lejos, proporciona masa a las partículas que componen el mundo material que habitamos, nosotros incluidos. Tampoco nos hallamos exentos de interacción débil. El cuerpo humano guarda en sus tejidos unos veinte miligramos de potasio-40, que se desintegra en calcio gracias a la mediación de un bosón W^- . Por no hablar de la conversión de hidrógeno en helio que alimenta el horno nuclear del Sol, y de rebote, toda la vida de nuestro planeta, donde intervienen decisivamente bosones W^+ .

Solo en la periferia de la Tierra estos campos masivos experimentan picos ocasionales en su densidad de energía, causados por colisiones naturales de rayos cósmicos contra los átomos de las capas altas de la atmósfera. Algunos llegan a eclipsar la potencia de los mayores aceleradores, pero, por desgracia, los rayos cósmicos no avisan de su llegada. Su producción, errática e impredecible, estorba un programa experimental sistemático.

Si queremos estudiar las propiedades de los cuantos más masivos, inestables y efímeros del modelo estándar, como el bosón de Higgs, no queda más remedio que forzar su aparición. El experi-

FIG. 1



La red social del campo de electrones.

mentador debe sacudir energéticamente un campo accesible, con vistas a que el seísmo repercuta en los campos furtivos y se materialice en ellos un cuanto observable. Esta operación, la creación de la muestra, es la que consume la mayor parte de la energía que se invierte en los aceleradores. Echando un vistazo a las tarifas de las partículas más pesadas, 91 GeV o 171 GeV no parecen exigir grandes dispendios. Después de todo, un paquete de arroz de un kilo que se nos caiga al suelo disipa del orden de sesenta mil millones de gigaelectronvoltios. El quid de la cuestión no está en la energía, sino en su concentración. En un paquete de arroz, esta se reparte entre unos 10 000 000 000 000 000 000 000 000 átomos. Un colisionador la focaliza dentro de un volumen mucho más reducido que el que ocupa cualquiera de esos átomos.

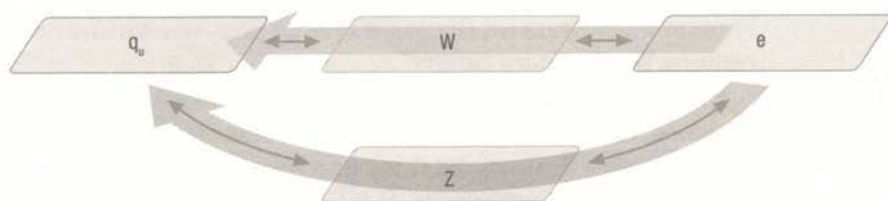
Con el choque de un electrón y un positrón, el acelerador acumula una brutal cantidad de energía en una región mínima del campo de electrones. Este campo se relaciona directamente, como vimos, con otros cuatro campos: el de fotones, el campo de Higgs, el de bosones Z y el de bosones W (figura 1). En principio, la energía puede transferirse total o parcialmente a cualquiera de ellos. Lo que termine sucediendo depende en gran medida de la energía de la colisión, es decir, de la velocidad que se logre imprimir al par electrón, positrón, y del grado de afinidad entre el campo donador y el destinatario. De entrada, el cam-

po más receptivo es el electromagnético. Electrones y fotones mantienen una relación estrecha y, por poca energía que se tenga, siempre da para producir cuantos de luz. No exigen ninguna masa en reposo y su energía es proporcional a la frecuencia, de modo que cualquier mínima agitación puede suscitar fotones de muy baja frecuencia. El traspaso energético se verifica con la desaparición de los paquetes de energía en el campo de electrones y la creación de otros paquetes en el campo electromagnético. Unas partículas se desintegran y otras se crean. A no ser que el electrón y el positrón solo se rocen, en cuyo caso se desvían sin aniquilarse, desatando un oleaje de fotones virtuales.

Los otros tres campos no se inmutan con tanta facilidad ante un seísmo en el campo de electrones. Los electrones sienten la interacción débil, pero su vínculo con los campos W y Z es menos intenso que con el electromagnético. Además estos bosones resultan bastante masivos. Un cuanto del Z exige 91 GeV para materializarse. El W es algo más ligero, requiere una inversión de poco más de 80 GeV, pero a cambio hay que producir sus cuantos de dos en dos. ¿Por qué? En la colisión, la carga positiva del positrón queda anulada por la negativa del electrón. Durante el proceso de transferencia de energía, este balance debe respetarse, es decir, no se puede crear ni destruir carga eléctrica neta. Una exigencia que se cumple de forma automática cuando se fabrica una partícula neutra, como el bosón Z. A la hora de transferir la energía al campo W, sin embargo, hay que generar una pareja de cuantos, uno W^+ y otro W^- , de modo que sus cargas se contrarresten: en total, la factura se duplica y asciende a 160 GeV. Si el electrón y el positrón no reúnen al chocar 91 GeV o 160 GeV, no agitarán los campos Z o W con ímpetu suficiente para que se manifiesten sus partículas. La conexión con el campo de Higgs resulta aun más tenue. Los electrones son, como se aprecia en la tabla de masas de la pág. 135, las partículas más ligeras, al margen de los neutrinos. Eso quiere decir que interactúan muy débilmente con el campo de Higgs. Las probabilidades de que sus bosones emerjan directamente del choque entre un electrón y un positrón son muy escasas.

Por fortuna, la magia cuántica abre sendas inesperadas. Si la vía directa se vuelve demasiado gravosa, ¿por qué no intentar un

FIG. 2



Aunque el campo de electrones no interactúa directamente con ningún campo de quarks, se puede crear un par quark u, antiquark u, por ejemplo, a partir de una colisión entre electrones y positrones. En la imagen se muestra el paso de la energía de un campo de materia a otro a través de dos vías furtivas (no detectables) W y Z.

rodeo? Al ser mucho más masivos que los electrones, los campos W y Z interactúan con fuerza con el Higgs. También lo hacen con el campo de electrones, así que tienden un puente natural entre un campo y otro. Se podría temer el coste de la operación, ya que los mediadores débiles exigen bastante energía para materializarse, pero la bruma cuántica ayuda a cruzar de extranjos las fronteras entre campos. Aunque no se reúna suficiente energía para crear un bosón Z o dos cuantos W, esta puede fluir a través de los campos débiles como una agitación virtual, indetectable, que repercute en otros campos vecinos. Así, una colisión entre un electrón y un positrón puede acabar produciendo un par quark u, antiquark u, aunque los campos de quarks no se hablen con el campo de electrones (figura 2). Nada impide ensayar la misma carambola para llegar al campo de Higgs.

El safari subatómico

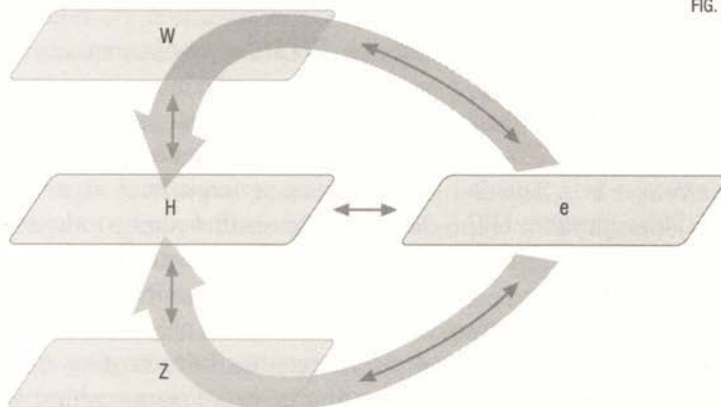
Al repasar las predicciones del modelo estándar, llama poderosamente la atención una omisión: el valor de la masa del bosón de Higgs, sobre el que guarda un incómodo silencio. A mediados de la década de 1970, cuando se lanzó de manera más o menos oficiosa la orden de búsqueda y captura de la partícula, los físicos desconocían cuánta energía haría falta para crearla. La pri-

mera batida seria se organizó en un colisionador de positrones y electrones: el LEP del CERN. La estrategia que se aplicó fue intentar que saltara un Higgs a través de un rodeo virtual por los campos W y Z (figura 3).

El principal cometido del acelerador al comienzo de sus operaciones, en 1989, fue examinar con detenimiento las propiedades del bosón Z. Hasta 1995 los haces se mantuvieron afinados a una energía de colisión de 91,2 GeV, óptima para producirlos. En este régimen, un Higgs ligero se hubiera puesto en evidencia como fruto ocasional de la desintegración del mediador neutro masivo. El LEP fue una máquina feliz, que excedió con holgura las expectativas de su diseño. A partir de 1996 rebasó los 160 GeV necesarios para inducir pares W^+ y W^- y arrancó una segunda fase, caracterizada por una vertiginosa escalada de energía. El estudio de los mediadores de la interacción débil pasó pronto a un segundo plano. Ahora la meta era el Higgs. Cuatro años después se había superado el límite de los 200 GeV. A medida que aumentaba la intensidad de las colisiones, crecía el presentimiento de que la señal del Higgs iba a surgir de un momento a otro. En junio de 2000 se detectó una perturbación que podía corresponder a un bosón escalar de 115 GeV. Para entonces, el LEP apuraba ya el tiempo de descuento: debía ceder paso al imponente LHC, que ocuparía su lugar en un sentido tanto metafórico como literal, ya que se aprovecharían sus túneles para la nueva obra. Los indicios del Higgs postergaron el desmantelamiento del LEP. A lo largo de un periodo de gracia de seis semanas, el colisionador duplicó la cantidad de datos, sin lograr un resultado concluyente. No sin protestas, el LEP se sacrificó para iniciar la obra del LHC. El listón para la masa mínima del Higgs había subido hasta los 115 GeV. En el CERN, la búsqueda se suspendía sin éxito y tendría que aguardar casi una década para reanudarse.

En el ínterin, el Tevatrón del Fermilab, en Estados Unidos, tomó el relevo. Este colisionador de protones y antiprotones competía en una categoría superior a la del LEP. Su nombre exhibía con orgullo la región que esta máquina hollaba por primera vez, la de los teraelectronvoltios (1 TeV equivale a 1000 GeV). El Tevatrón presumía de un brillante palmarés. En 1995 había abatido la pieza

FIG. 3



La relación entre el campo de electrones y el campo de Higgs es demasiado tenue. Resulta más fácil que la energía pase de uno a otro dando un rodeo virtual a través de los campos W o Z.

mayor del modelo estándar: el quark t. Al otro lado del Atlántico, sin embargo, la caza del Higgs acabó siendo un *remake* de la historia del LEP. Cuando en septiembre de 2011 se anunció el apagón definitivo del acelerador, condenado por recortes presupuestarios y la sombra creciente del LHC, que ya despegaba, se solicitó una prórroga. La gracia, de nuevo, solo se pudo confiar al hallazgo del Higgs. Los físicos estadounidenses estaban convencidos de que lo estaban rozando con la punta de los dedos. Habían acotado el rango de posibles masas también por arriba, dejando una estrecha ventana, entre 115 y 160 GeV. De existir, la partícula tenía que haberse materializado miles de veces en sus experimentos. Cuando se denegó el aplazamiento, el último recurso fue ganar a la manera del Cid Campeador, después de muerto el acelerador, y analizar hasta el último bit de información acumulada a lo largo de casi una década. Quizá el Higgs hubiera dejado una traza reconocible en el registro de miles de millones de colisiones. Un escrutinio concienzudo advirtió indicios de una partícula espectral en torno a los 130 o 140 GeV, pero no se pudo excluir la posibilidad de que obedeciera a un capricho estadístico. El bosón se escurría de

Han hecho falta diez mil personas, diez mil millones de dólares y veinte años para construir el instrumento que hizo este descubrimiento.

**MICHAEL TURNER, PRESIDENTE DE LA SOCIEDAD
ESTADOUNIDENSE DE FÍSICA, ACERCA DEL LHC**

nuevo entre los dedos y el relevo cruzó otra vez el Atlántico, de regreso a Europa. El LHC se había quedado solo en la carrera del Higgs, aunque sus predecesores habían estrechado al máximo el cerco. La partícula más esqui-va estaba acorralada. A no ser, claro, que después de todo no existiera.

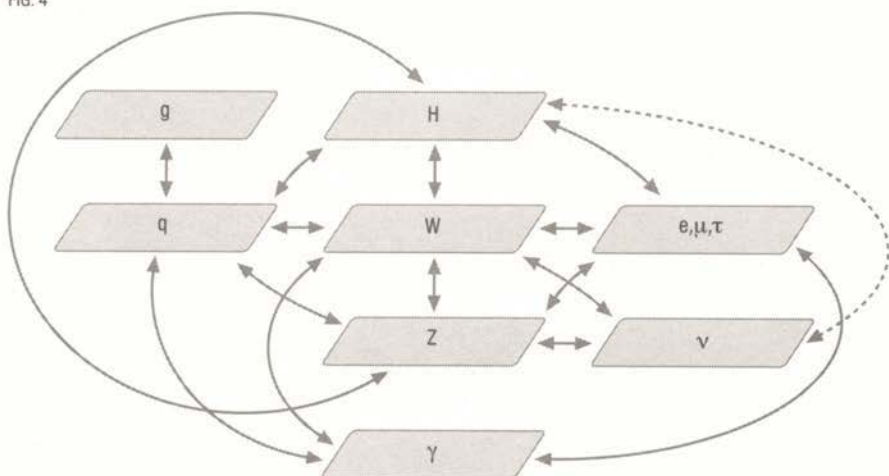
El LHC, al igual que el Tevatrón, dispara con una munición distinta a la del LEP, menos precisa, pero más letal, si se quiere. El circuito cerrado de los aceleradores circulares, los sincrotrones, ofrece todo el recorrido y el tiempo que uno necesite para acelerar partículas. Vuelta tras vuelta, van ganando velocidad, hasta que los campos magnéticos ya no pueden mantenerlas en una trayectoria circular. Cualquier carga eléctrica sometida a una aceleración centrípeta desprende fotones, que roban energía a su movimiento. Las pérdidas son proporcionales a la cuarta potencia de la velocidad. A medida que los electrones o los positrones se aproximan a la velocidad de la luz, la sangría energética se dispara, hasta alcanzar el límite del acelerador. Las pérdidas se mitigan cuando se incrementa la masa de las partículas, así que para elevar el umbral de energía disponible en las colisiones hay que buscar proyectiles más pesados. La naturaleza y nuestra capacidad tecnológica recortan drásticamente la lista de candidatos. Las partículas deben disponer de carga eléctrica, para que se puedan acelerar y dirigir mediante campos electromagnéticos, amén de ser estables, para sobrevivir al proceso de aceleración. El protón brinda la alternativa más razonable.

Los protones se obtienen casi con la misma facilidad que los electrones. Basta con despojar al hidrógeno, un elemento ubicuo en el universo, de electrones, mediante la aplicación de un campo eléctrico: los núcleos atómicos que quedan al desnudo son protones. Por supuesto, cada ventaja proyecta la sombra de un inconveniente. Un electrón se comporta como una partícula puntual y aporta a la colisión toda la energía que se invierte en él, mientras que al acelerar un protón, la energía se reparte entre los quarks

y gluones que lo integran. Además, tras el choque, los electrones y positrones abandonan la escena limpiamente, porque se desintegran. En cambio, en la mayoría de cruces entre protones solo desaparecen algunos quarks o gluones. El resto sigue su curso, generando una lluvia de partículas que acribilla los detectores y levanta un molesto ruido de fondo.

La sigla LHC representa tres palabras inglesas: *Large Hadron Collider* («gran colisionador de hadrones»). El adjetivo «grande» no precisa explicaciones cuando se refiere a un artefacto que mide casi nueve kilómetros de diámetro, como tampoco lo hace la palabra «colisionador». El término *hadrón* procede del griego y significa «fuerte, espeso». Se emplea para designar a las partículas, como los protones, compuestas de quarks y gluones. Para estudiar de qué modo se producen bosones de Higgs en un colisionador de hadrones como el LHC, conviene desplegar un tablero más completo de los campos (figura 4).

FIG. 4



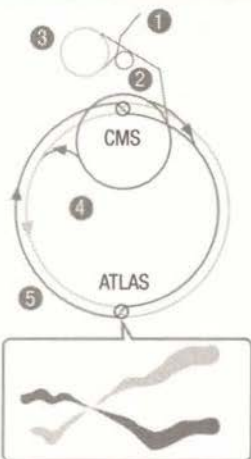
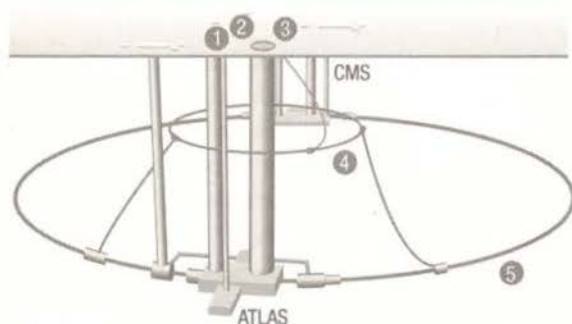
El diagrama ofrece una imagen muy simplificada. Solo se representa un campo de quarks (en realidad existen seis), un campo de neutrinos (se conocen tres) y el campo de electrones se presenta junto a sus primos mayores, los campos de muones y de taus. La conexión entre los neutrinos y el Higgs, en línea discontinua, todavía no está clara.

ANATOMÍA DE UN ACCELERADOR

La primera etapa en la carrera de los protones discurre a lo largo de un canal de treinta metros, donde sufren la aceleración de un campo eléctrico y del que salen con un tercio de la velocidad de la luz. A partir de aquí, se despiden de las líneas rectas y se internan en un mecano que acopla tres viejos sincrotrones (o aceleradores circulares), situados a diferentes alturas: PSB, PS y SPS. Su capacidad impulsora se mide por la amplitud de su circunferencia. Cuando los protones alcanzan la máxima potencia de cada máquina, pasan a la siguiente. En el último sincrotrón, el SPS, los protones adquieren un 99,9998 % de la velocidad de la luz en el vacío. Ya están en condiciones de afrontar la verdadera carrera, que tendrá lugar en el circuito más rápido del planeta. La pista principal del LHC dibuja un círculo de acero de casi nueve kilómetros de diámetro. Solo encender el colisionador exige 120 MW y su actividad consume al año la misma electricidad que doscientos mil hogares.

A cien metros bajo tierra

Los protones no se distribuyen uniformemente en los haces que se propagan por los conductos. Se reparten en más de un millar de paquetes, compuestos por cien mil millones de partículas



ACELERADOR	VELOCIDAD DE LOS PROTONES*	LONGITUD (m)
1 LINAC2	31,4 %	30
2 PSB	91,6 %	157
3 PS	99,93 %	628
4 SPS	99,9998 %	6900
5 LHC	99,9999991 %	27000

* Expresada como un porcentaje de la velocidad de la luz

Antes de la colisión, los protones circulan por cinco aceleradores: LINAC2, PSB, PS, SPS y LHC. El LINAC2 es el único acelerador lineal, el resto son sincrotrones. En extremos opuestos de la circunferencia del LHC se ubican los detectores que buscaron la señal del Higgs: ATLAS y CMS. En estos dos puntos, los campos magnéticos estrechan los haces al máximo para incrementar las probabilidades de colisión. En la tabla se da la longitud de cada acelerador y la velocidad que alcanzan en ellos los protones.



Túnel del LHC, el acelerador de partículas más grande y potente del mundo. Dada su longitud de 27 km, apenas se aprecia la curvatura. Los conductos ocupan el centro de un extraordinario despliegue tecnológico.

cada uno. Un sistema de más de mil electroimanes dobla su trayectoria en círculos, merced a un campo magnético cien mil veces más intenso que el de la Tierra. Este campo se alimenta de una corriente de doce mil amperios. La resistencia eléctrica en las bobinas de los electroimanes ocasionaría pérdidas colosales de energía, que se evitan recurriendo a cables de una aleación de niobio y titanio. Por debajo de los $-263,2^{\circ}\text{C}$ el material entra en un estado superconductor que no ofrece resistencia al paso de la electricidad. Un circuito de ciento veinte toneladas de helio superfluido se encarga de enfriar los imanes hasta una temperatura de $-271,3^{\circ}\text{C}$, un frío más riguroso que el que impera en el espacio. Un segundo sistema de imanes mantiene los paquetes cohesionados, ya que la repulsión eléctrica entre protones tiende a dispersarlos. Los ingenieros han tratado de apartar cualquier obstáculo de su camino, incluidas las moléculas del aire. En el interior de los conductos del LHC reina un vacío casi perfecto, el más severo del sistema solar.

La fragua del Higgs

Atrapados en un círculo invisible, forjado por campos magnéticos portentosos, aislados por una barrera de frío criogénico y en una soledad casi absoluta, los protones se encaminan hacia su aniquilación a una velocidad de 0,999999991 veces la de la luz. Los protones son inconcebiblemente pequeños y hacerlos colisionar exige un ejercicio de puntería casi inverosímil. Imanes adicionales aumentan las probabilidades de impacto. Actúan como lentes que focalizan los haces, estrechando su diámetro hasta un grosor de micras. En la región donde se cruzan dos paquetes de protones, se congregan unos 200 000 millones de partículas. Solo unas veinte llegarán a encontrarse.

La colisión frontal de dos protones sitúa la apuesta energética en sus campos constituyentes: campos de quarks o de gluones. Esos son los dos posibles puntos de partida. Los mediadores de la interacción fuerte carecen de masa, igual que los fotones. Por consiguiente, tampoco se hablan con el campo de Higgs. Esta falta de comunicación los convierte, en apariencia, en un callejón sin salida. A primera vista, uno confiaría más en una colisión entre quarks. O, mejor dicho, entre quarks y antiquarks, ya que los protones encierran también antipartículas, aunque, de nuevo, no entraremos en esos detalles. Sin embargo, la cadena de producción más rentable de bosones de Higgs en el LHC se alimenta de choques entre gluones. La clave está, como ocurría en el LEP, en pasar la energía de contrabando. En este caso participa un intermediario formidable, que toma la energía del campo de gluones y la entrega al de Higgs.

La partícula que interactúa con más frecuencia con el Higgs no viaja a bordo de los protones: es el quark t , el peso pesado del modelo estándar. A su vez, el t , como cualquier quark que se precie, mantiene una estrecha relación con los mediadores de la interacción fuerte. Aunque una colisión entre gluones, neutros, no dé para materializar un par partícula, antipartícula, en el campo de quarks t , el principio de incertidumbre de Heisenberg tolera el paso de energía a su través, siempre y cuando no se detenga allí más que una mínima fracción de tiempo. Las excitaciones virtuales del campo de quarks t pueden repercutir entonces en el campo de Higgs (ruta que se muestra en la figura 5).

La vida del físico experimental se complica porque lo más probable es que la apuesta energética del choque de protones no vaya a parar al campo de Higgs. El azar suele favorecer otros campos menos elusivos. De media, solo una de cada diez mil millones de colisiones acierta en la diana del Higgs con ímpetu suficiente para que cuaje uno de sus bosones. Una vez producido, ¿ha concluido el trabajo del acelerador? Pecando de un exceso de optimismo, solo se ha cubierto entonces la mitad del camino: se ha creado la muestra. Ahora toca detectarla. Una tarea peliaguda, ya que no existe la cámara capaz de capturar el instante

FIG. 5



Los gluones no tienen masa en reposo, luego no se relacionan con el Higgs. Sin embargo, la energía generada en una colisión entre gluones puede derivar al campo de Higgs a través del campo de quarks t .

preciso en el que se estremece el campo de Higgs. Como regla general, cuanto más masiva sea una partícula, más inestable y fugaz resulta. La vida media del bosón de Higgs se estima en torno a un zeptosegundo (una miltrillonésima de segundo). En ese lapso de tiempo, apenas llega a recorrer la distancia que ocuparían cien protones puestos en fila. Antes de que tenga ocasión de aproximarse siquiera a uno de los detectores del LHC, la partícula ha dejado de existir. Se desintegra, transfiriendo a otros campos la energía que acumulaba. En vista de que ningún testigo puede constatar su existencia, hay que buscar las huellas que deja durante su breve paso por el mundo: los productos de su desintegración.

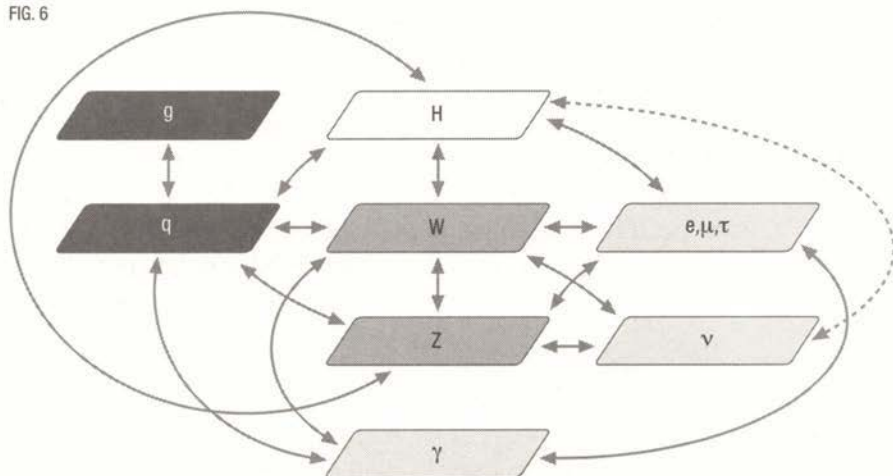
En la detección, los problemas son el reverso de los que plantea la creación. Una vez se desintegra el Higgs, la energía se transmite a otros campos, adonde va a parar también cuando el primer o segundo producto de la colisión no es un Higgs. Un vistazo al mapa de campos ilustra la diversidad de rutas posibles. El Higgs canaliza su energía de inmediato hacia los campos W o Z , de quarks o de electrones, de muones o de taus. Los quarks más pesados y los mediadores de la interacción débil tampoco retienen la energía mucho tiempo. Cualquier cuanto muy masivo, al desvanecerse, dispara una cadena de desintegraciones. La energía se ramifica en ellas, fluyendo hacia campos por lo común más ligeros, en un recorrido que solo se detiene cuando afloran las partículas más estables, que son las que perviven lo

suficiente para alcanzar los detectores (figura 6). Como ocurre en las fiestas, los que aguantan hasta el final suelen ser siempre los mismos: fotones, electrones, muones, neutrinos y diversos combinados de quarks.

En el LHC los físicos asisten a un truco de prestidigitación endiablado, donde les permiten examinar el conejo que el mago esconde bajo un pañuelo y la paloma que descubre a continuación, pero les hurtan las manipulaciones que realiza a escondidas la naturaleza. Lo que el experimentador palpa, por así decir, son los protones que acelera. Luego, en los detectores, registra un puñado de protones, muones o fotones, pongamos por caso. Unas partículas familiares entran, otras salen, pero un velo impenetrable oculta el juego que ejecutan los campos entre medias. ¿La pareja de fotones que absorbió el calorímetro procede de una cadena de desintegraciones en la que participó el Higgs o de otra en la que no intervino? ¿Cómo reconstruir lo sucedido? (figura 7). Por fortuna, las partículas muestran huellas, hasta cierto punto, de su pasado. A las energías que se inyectan en los campos de quarks y de gluones, si el campo de Higgs existiera y se lograra excitar, las partículas estables finales surgirían de acuerdo a un patrón determinado, en ciertas cantidades, direcciones y energías. Ese patrón ofrecería otro aspecto de no existir o de no excitarse el Higgs. Podemos recuperar la analogía del dado. Tanto si está cargado como si es legal, al caer del cubilete enseña las mismas seis caras (las mismas partículas estables). Durante la partida no se nos permite romper el dado para comprobar si ha sido manipulado, igual que no podemos observar directamente el Higgs. No obstante, después de arrojarlo un número suficiente de veces y de analizar la frecuencia con la que sale el seis o el uno (un electrón o un neutrón en tal dirección y con tal momento), podemos deducir si está trucado (si se ha creado el bosón) o no.

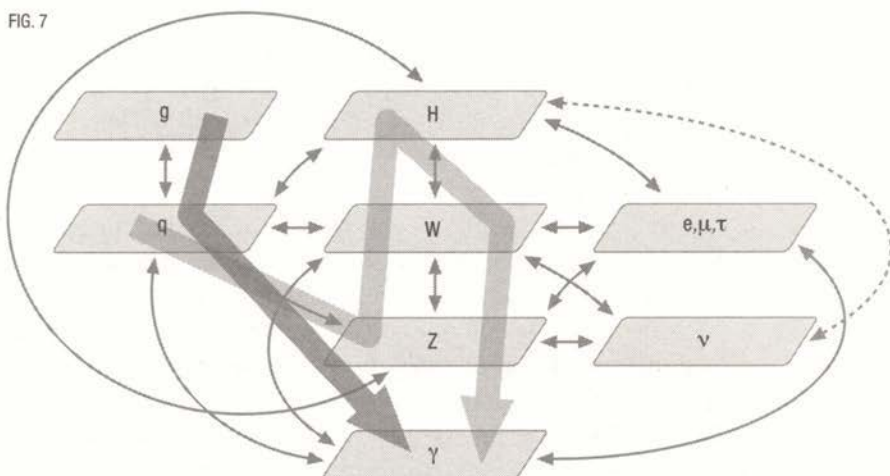
Desde luego, los físicos juegan con un dado que tiene más de seis caras. Se puede pensar en una imagen gigantesca, compuesta por miles de millones de píxeles. Cada experimento proporciona uno. La excitación del Higgs trastoca los repartos de energía entre los campos que interactúan con los detectores.

FIG. 6



La energía permanece poco tiempo en la casilla blanca del Higgs. Con un tono intermedio se marcan los campos mediadores de la interacción débil, cuyos cuantos tampoco sobreviven mucho tiempo. Con un tono más claro se destacan aquellos campos donde es muy probable que se localice la energía en el momento de la detección. Con el tono más oscuro se distinguen quarks y gluones. En ellos, la energía puede estar de paso (en los campos de quarks más pesados, sobre todo) o recalar en combinados más o menos estables, como mesones, neutrones y protones.

FIG. 7

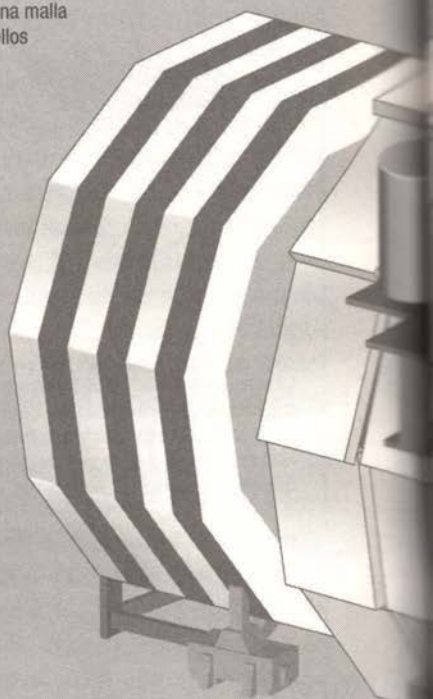
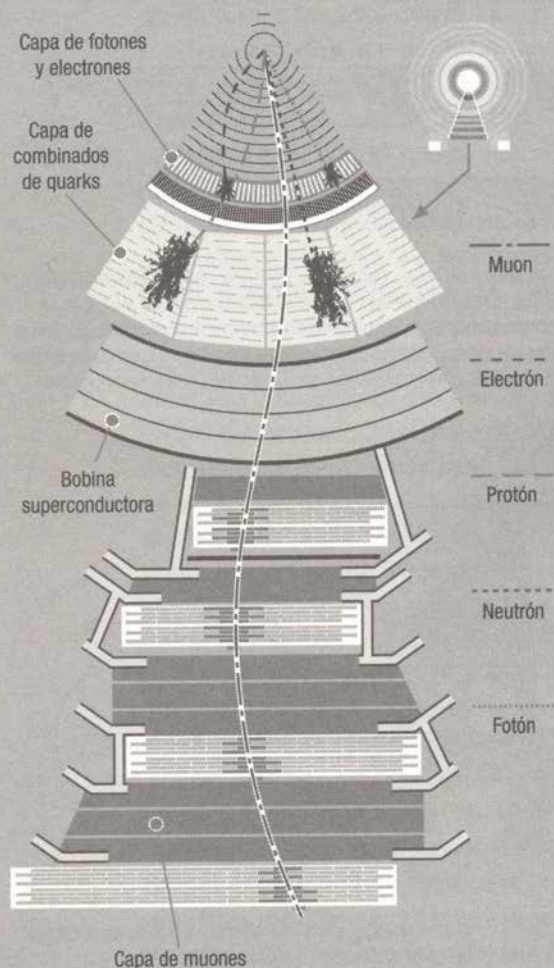


Los fotones detectados γ proceden de una cadena de desintegraciones que hizo aflorar un cuanto en el campo de Higgs (línea en gris claro) o de otra que lo evitó (línea en gris oscuro)?

LOS OJOS DEL LHC

LOS VIGILANTES MÁS SOFISTICADOS DEL MUNDO

Los conductos del LHC discurren en paralelo a lo largo de casi todo su recorrido. Solo en cuatro puntos se cruzan, con absoluta deliberación, para provocar la colisión de los haces de protones. Estas zonas de impacto se hallan envueltas en una malla cilíndrica de millones de sensores, que conforman los detectores. Dos de ellos participaron en la búsqueda del Higgs: CMS (reproducido aquí) y ATLAS.



UNA CAPA PARA CADA PARTÍCULA

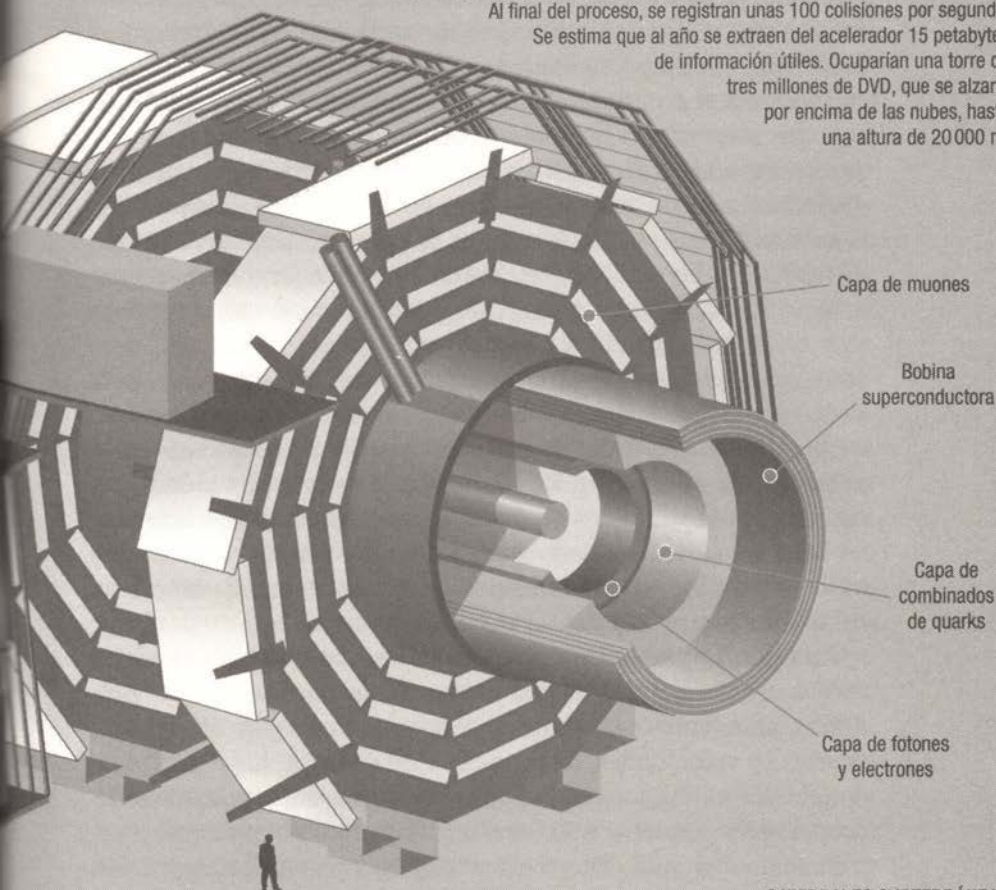
Los detectores se estructuran como una cebolla en torno al punto de colisión. Cada una de sus capas fue diseñada con el propósito de detectar un tipo específico de partícula. El campo magnético de la bobina superconductora, además, arquea la trayectoria de las partículas cargadas, separándolas de las neutras. En la capa interior se registran los fotones, electrones y positrones. En la siguiente capa, se detectan partículas más pesadas, compuestas de quarks, como los neutrones y protones. En la más externa, se localizan los muones.

UNA TORMENTA DE INFORMACIÓN

Los sensores de CMS y ATLAS arrojan datos millones de veces por segundo, a un ritmo que ningún sistema informático podría asimilar. Los propios detectores disponen de un mecanismo de filtrado previo, que vuelca sus datos a una red de 10 000 ordenadores, que se encargan de llevar a cabo una criba más rigurosa.

Al final del proceso, se registran unas 100 colisiones por segundo.

Se estima que al año se extraen del acelerador 15 petabytes de información útiles. Ocuparían una torre de tres millones de DVD, que se alzaría por encima de las nubes, hasta una altura de 20 000 m.



CATEDRALES SUBTERRÁNEAS

Para proporcionar una idea del tamaño de los detectores, se suele recurrir a referencias monumentales. Así, CMS contiene el doble de hierro que la torre Eiffel, mientras ATLAS ocupa la mitad de espacio que la catedral de Notre-Dame. Estas muestras colosales de orfebrería tecnológica, con miles de toneladas de peso, se enclaustraron en cavernas de unos diez pisos de altura, a cien metros de profundidad.

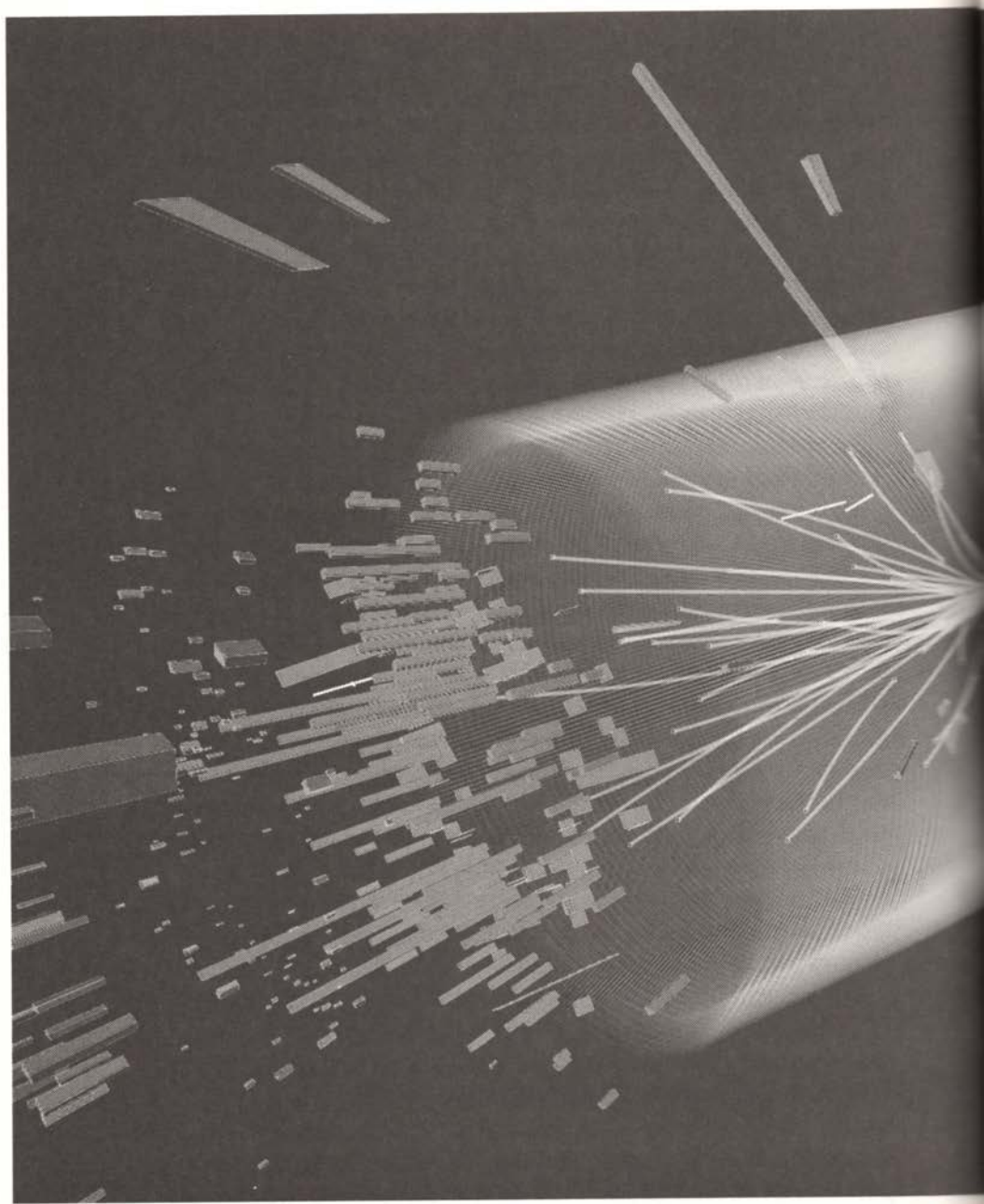
Las diferencias son muy leves y es preciso acumular ingentes cantidades de información para poder apreciarlas. A medida que se registran más y más colisiones, la imagen gana en nitidez y se va perfilando un panorama estadístico, que componen las frecuencias de cada resultado, panorama que se puede comparar con el que dibujan las ecuaciones del modelo estándar. Por desgracia, estas aportan al cotejo más de una imagen. Sus vaticinios quedan condicionados por la masa del bosón de Higgs, m_H , que la teoría es incapaz de definir. Para cada valor de m_H que se introduzca en sus fórmulas, ofrece un cuadro estadístico distinto. En cierto sentido, se trata de un ejercicio de sintonización. Los físicos se desplazan por el dial variando la velocidad de las partículas que chocan. Al aumentar la energía que se vierte en la red de campos cuánticos, ocasionalmente va recalando más en el de Higgs. Su actividad virtual se anima, interfiriendo cada vez más con el resto de campos y distorsionando el perfil de las partículas finales. Si se alcanza la energía crítica a la que se materializa uno de sus cuantos, el patrón de productos de las colisiones lo acusará particularmente. Esta perturbación debería coincidir con alguna de las imágenes teóricas que arroja el modelo estándar, asociada a un valor concreto de m_H . De este modo, encontrar el bosón despeja al mismo tiempo la incógnita sobre su masa en reposo.

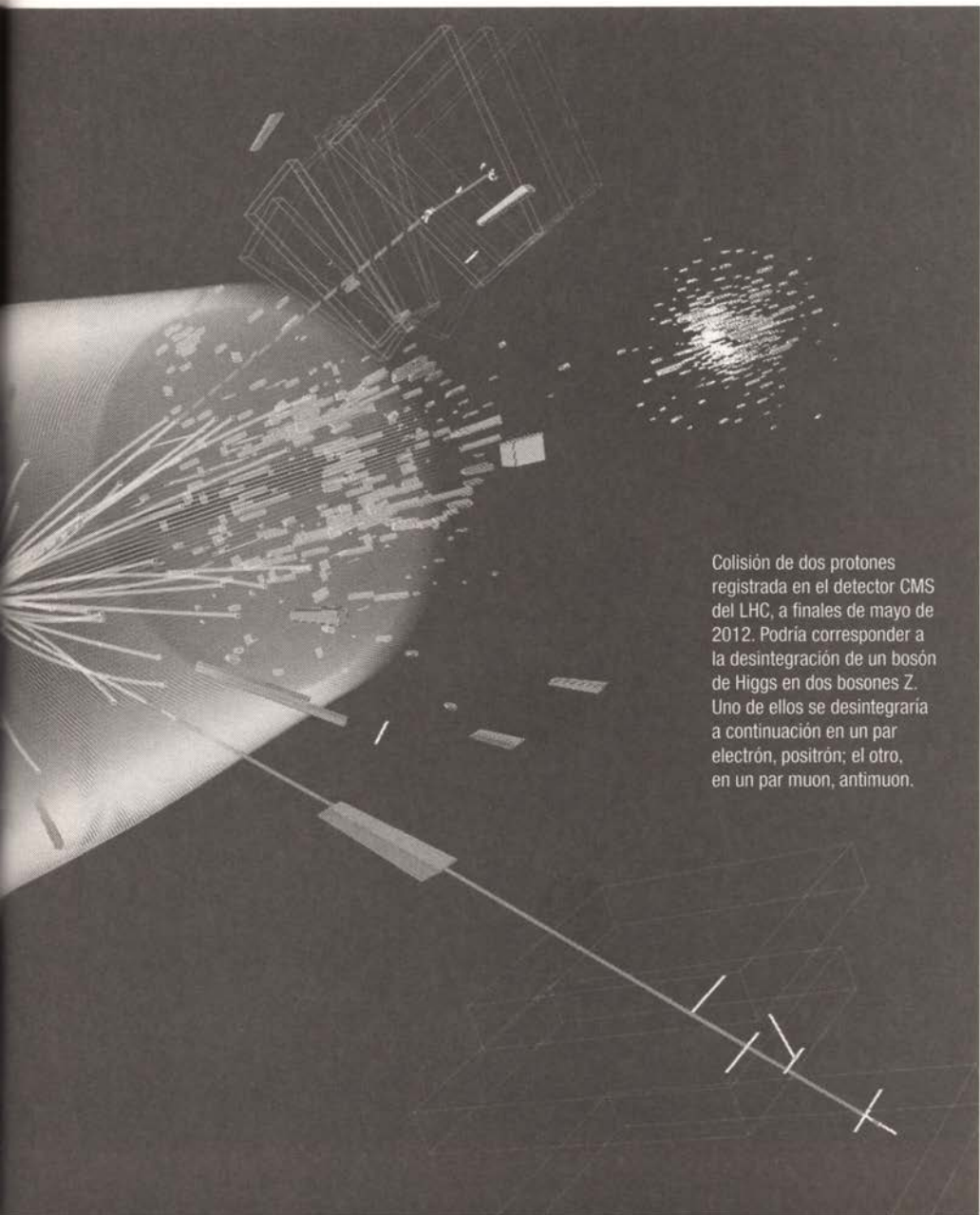
Apreciar la perturbación en la distribución de las partículas finales requiere algo más que un ojo de halcón. Algunas se producen en ingentes cantidades y dentro de un amplio abanico de energías y velocidades, en toda clase de sucesos, haya intervenido en ellos el Higgs o no. La diferencia entre el paisaje estadístico que incorpora el bosón escalar y el que lo excluye resulta extremadamente sutil. En este sentido, las vías de desintegración más frecuentes a menudo son las que presentan más ruido de fondo. A lo mejor hay que advertir un aumento en la producción de pares de fotones del 0,014%. A esto hay que añadir que no todas las partículas se registran con el mismo grado de precisión en los detectores. Los neutrinos ni siquiera dejan rastro y hay que inferir su presencia de los agujeros que abren en el balance de la energía antes y después de la colisión.

EL ASALTO FINAL

En septiembre de 2008, los primeros haces de protones recorrieron la pista de acero del LHC. Ese mismo año, Peter Higgs posaba sonriente frente a uno de los detectores. Entonces circuló la broma de que se trataba de la única observación fiable de un Higgs obtenida en el acelerador hasta el momento. En diciembre de 2011 se dio a conocer el análisis de las primeras colisiones. Las alteraciones observadas en la producción de fotones, muones, electrones y positrones proporcionaban una sólida evidencia de que se había excitado un nuevo campo cuántico, con cuantos de 125 GeV, pero todavía no se podía descartar que se debieran a un espejismo estadístico. Los físicos se hallaban en la situación del crupier que trata de averiguar si juega con un tramposo. Tres dobles seises seguidos no bastan para distinguir el engaño de una portentosa racha de suerte. Con todo, Fabiola Gianotti, la portavoz del equipo de uno de los detectores, se mostraba confiada: «Si solo hemos tenido suerte, serán necesarios muchísimos datos para arruinarla». A comienzos de abril, después del descanso invernal del acelerador, los protones emprendieron de nuevo su órbita de aniquilación. El 18 de junio se dio por terminado el experimento. En apenas tres meses se habían recogido más del doble de datos que a lo largo de todo el año anterior. Suficientes, en cualquier caso, para confirmar los buenos auspicios de diciembre de 2011 o desmentirlos. ¿Existía el Higgs? La respuesta ya estaba en el disco duro de los ordenadores, sepultada bajo una avalancha de información.

Mientras los físicos se entregaban al escrutinio, en la blogosfera y en las redes sociales se desató la *Higgsteria*. El suspense alcanzó su clímax con el solsticio de verano. El 4 de julio se iba a inaugurar en Melbourne la XXXVI Conferencia Internacional de Física de Altas Energías, el gran congreso bianual en el campo de la física de partículas. Una semana y media antes, por sorpresa, el director general del CERN, Rolf-Dieter Heuer, anunció que habían programado un seminario especial justo para la mañana del primer día del congreso. Fabiola Gianotti y Joseph Incandela, portavoces de los equipos de los dos detectores del experimen-





Colisión de dos protones registrada en el detector CMS del LHC, a finales de mayo de 2012. Podría corresponder a la desintegración de un bosón de Higgs en dos bosones Z. Uno de ellos se desintegraría a continuación en un par electrón, positrón; el otro, en un par muon, antimuon.

[El Higgs] es la versión física del descubrimiento del ADN.

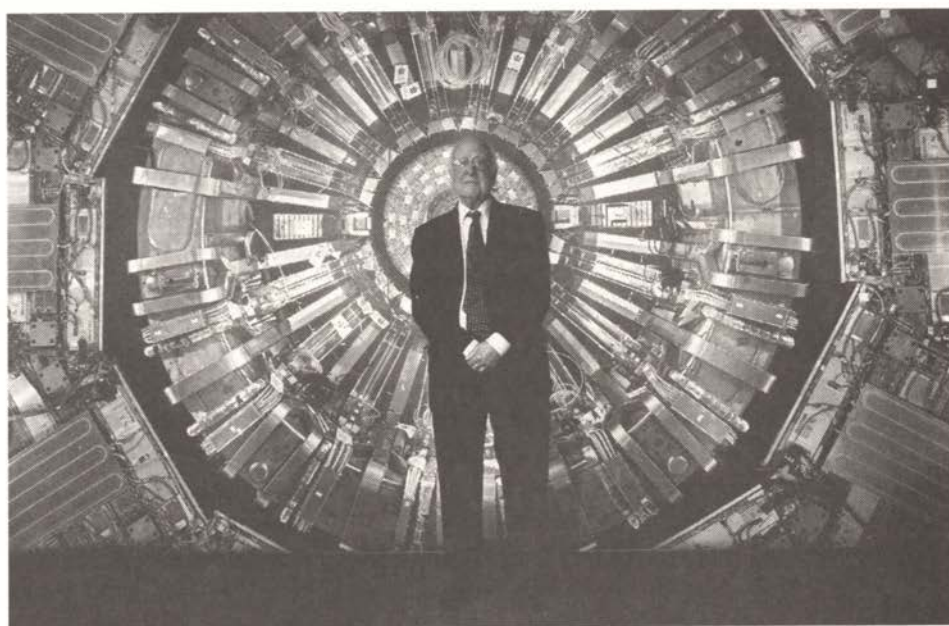
PETER KNIGHT, PRESIDENTE
DEL INSTITUTO DE FÍSICA DEL REINO UNIDO

to, ofrecerían en la reunión un informe preliminar de los resultados. Para aventar la hoguera de los rumores, François Englert, Peter Higgs, Gerald Guralnik, Carl Hagen y Tom Kibble también fueron convocados a Ginebra

(Robert Brout había fallecido un año antes). Higgs fue advertido por teléfono de que si no acudía a la cita era muy probable que se arrepintiese. Muchos científicos cambiaron el destino de sus billetes de avión: Melbourne por Ginebra.

El 3 de julio, el CERN colgó en su página web, por error, un vídeo en el que Joseph Incandela confirmaba el descubrimiento de una nueva partícula, en su opinión, el acontecimiento físico más importante «en los últimos treinta o cuarenta años». A las cinco de la tarde ya se había formado una cola ante la puerta del auditorio donde se iba a celebrar el seminario. Decenas de personas pasaron la noche acostadas en el suelo, en sacos de dormir, para asegurarse un asiento. Una efervescencia de festival de rock veraniego animaba las horas de espera. A las siete y cuarto de la mañana se abrieron las puertas y una multitud expectante se derramó por las gradas del auditorio. Aquellos que habían pernocado en el vestíbulo aprovecharon los minutos que faltaban para el inicio del seminario para echar una cabezada. Se despertaron con la salva de aplausos que daba la bienvenida a Englert, Higgs, Guralnik y Hagen.

Rolf-Dieter Heuer no había arruinado en balde las vacaciones de verano de tan venerables ancianos. La inyección de energía de las colisiones había revelado la existencia de un campo cuántico nuevo. Si no era el Higgs, en las situaciones que planteaban los experimentos se comportaba como si lo fuera. Los encargados de dar la noticia fueron Fabiola Gianotti y Joseph Incandela, cuya excitación, apenas contenida, convertía su puntero láser en una mosca roja, que revoloteaba de una gráfica a otra. Después de los informes técnicos, apoyados en dos presentaciones de PowerPoint (una de ellas con los textos en Comic Sans, para horror de los amantes de la tipografía), tomó la palabra Heuer, que entregó por fin a los medios el titular que estaban esperan-



En la fotografía superior, Peter Higgs (derecha) y François Englert tras el anuncio del descubrimiento del bosón en el CERN, el 4 de julio de 2012. Abajo, Higgs posa frente a una reproducción fotográfica del detector ATLAS.

do: «¿Hace falta que diga que me siento complacido? Creo que es evidente. Como profano, yo diría: ¡Creo que lo tenemos! ¿Estáis de acuerdo conmigo?». Hizo la pregunta sin alterar un músculo de la cara, con el aplomo de un comediante que suelta su mejor réplica. La reacción del público fue una ovación cerrada. Los físicos se pusieron en pie. Una cámara cazó a Peter Higgs, desbordado por la emoción, enjuagándose las lágrimas con un pañuelo. Habían transcurrido cuarenta y ocho años desde que metiera en un buzón de correos el artículo en el que aventuraba la existencia de un nuevo bosón: «Nunca pensé que viviría para verlo —reconoció—, tendré que pedir a mi familia que metan champán en la nevera».

Los datos experimentales recabados hasta la fecha no permiten concluir todavía que la perturbación en la distribución de las partículas detectadas en el LHC corresponda a la misma criatura que describen las ecuaciones del modelo estándar. Existe margen aún para las sorpresas. De lo que no cabe duda es de que se ha puesto en evidencia un fenómeno nuevo. Por expresarlo con el lenguaje cauto de los científicos, la información *es compatible* con un Higgs del modelo estándar, pero la imagen no ha alcanzado la resolución suficiente para emitir juicios categóricos. Durante los próximos años, el LHC operará a su máxima potencia de diseño y se ampliará el censo de colisiones. En suma, aumentará la definición de la imagen. ¿Distinguiremos entonces más de un Higgs? ¿Se revelará como una partícula compuesta, igual que los neutrones?

Tras el seminario del CERN de julio de 2012, el modelo estándar celebra su carácter invicto con un humor melancólico. Se ha ganado la reputación del oráculo que acierta todos los vaticinios, al tiempo que se acerca la hora en la que ya no sabrá responder la siguiente ronda de preguntas. ¿Por qué las partículas exhiben precisamente las masas que detectamos? ¿Por qué el campo de Higgs mantiene una relación mucho más asidua con el campo de quarks t que con el de electrones? ¿Por qué el muon y el tau copian el patrón del electrón multiplicando su masa? La misma pregunta se podría formular para las familias de quarks y de neutrinos. La teoría permanece muda ante estas cuestiones.

Sus limitaciones se agravan ante los saltos bruscos de escala. Si echamos el *zoom* hacia atrás y encaramos el cosmos, ¿cuál es, por ejemplo, la composición de la materia oscura? Si ahondamos en el ámbito microscópico, mucho más allá de las distancias que explora el LHC, la imagen se vuelve a emborronar. El escenario que dibujan las teorías cuánticas de campos para la mítica escala de Planck (distancias de $2 \cdot 10^{-35}$ m y tiempos de $5 \cdot 10^{-44}$ s), donde la relatividad general y la mecánica cuántica deberían resolver por fin sus discrepancias, es una mera extrapolación de lo que sucede a las energías que ya conocemos. ¿No nos aguardan sorpresas en el viaje hacia las profundidades del espacio y el tiempo? Las lagunas del modelo estándar y sus problemas para incorporar la gravedad sugieren que en algún punto del camino habrá que ampliar de nuevo nuestro marco conceptual. Todavía es pronto para calibrar la magnitud del cambio, aunque las últimas teorías nos ofrecen ya un adelanto de un universo menos familiar aún y, por ende, más fascinante.

LECTURAS RECOMENDADAS

- CARROLL, S., *La partícula al final del universo*, Barcelona, Debate, 2013.
- CASAS, A. y RODRIGO, T., *El bosón de Higgs*, Madrid, CSIC y Los Libros de la Catarata, 2012.
- FEYNMAN, R.P. y WEINBERG, S., *Las partículas elementales y las leyes de la física*, Barcelona, Gedisa, 1997.
- GLASHOW, S.L., *Interacciones*, Barcelona, Tusquets, 1994.
- LEDERMAN, L. y TERESI, D., *La partícula divina*, Barcelona, Crítica, 1996.
- PAGELS, H.R., *El código del universo*, Madrid, Pirámide, 1989.
- PENROSE, R., *El camino a la realidad*, Barcelona, Debate, 2006.
- RANDALL, L., *El descubrimiento del Higgs*, Barcelona, Acantilado, 2012.
- WILCZEK, F., *La ligereza del ser*, Barcelona, Crítica, 2009.
- YNDURÁIN, F.J., *Electrones, neutrinos y quarks*, Barcelona, Crítica, 2001.

- acción a distancia 17-18, 20, 22, 28
- acelerador de partículas 7-8, 11-12, 79, 126-129, 132-133, 136-137, 140-142, 144-146, 151, 153
- Ampère, André-Marie 19, 28
- Anderson, Carl David 40
- Anderson, Philip Warren 63, 119, 122, 124, 128
- Antipartícula 40, 81-83, 126, 146
- ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) 144, 150-151, 157,
- Becquerel, Antoine Henri 75-76,
- Big Bang 8, 117
- Bohr, Niels 80
- Bose, Satyendra Nath 99,
- bosón, bosones 11, 49, 99-102, 104, 106-108, 111-114, 116-119, 121-126, 128-129, 131-134, 136-141, 143, 146-148, 152, 155, 157-158
- Brout, Robert 119, 124, 128, 156
- cámara de niebla 37-39, 44
- campo
 - B 89, 92, 94, 114
 - bosónico 49, 99-101, 106, 108
 - cuántico 10-13, 39, 41-43, 47-49, 63-64, 66, 74, 88-90, 97, 99, 117, 123, 132, 134, 152-153, 156
 - de electrones 48-52, 64, 66, 68, 70, 72, 82-83, 88, 91, 114, 133, 137-139, 141, 143
 - de fotones 49-52, 64, 82, 89-90, 107, 109, 134
 - de gluones 49, 112, 118, 146, 148
 - de materia 49, 73, 77, 81, 84-86, 89, 94, 99, 139
 - de quarks 49, 81, 139, 143, 146-149, 158
 - electromagnético 22, 24-25, 28, 33, 43, 72, 74, 107, 111-112, 114, 138, 142
 - escalar 21, 98, 110, 121, 124
 - espinorial 98, 100-101, 110, 116

- fermiónico 99, 107-108
- mediador 49, 52, 64, 73-75, 81, 84-85, 88-89, 94, 99, 108, 118, 119, 124, 134, 149
- vectorial 21-22, 26, 43, 98-99, 108-111, 113-114, 116, 119, 122, 125
- W^+ 79, 81-84, 85, 88-89, 99, 109, 111, 113-115, 125, 131-133, 136, 138, 140
- W^- 81-84, 85, 88-89, 99, 111, 114-115, 125, 131-133, 136, 138, 140
- Z 88-89, 99, 109, 111-115, 118, 121, 125-126, 131-134, 135, 137-141, 143, 147, 149, 155
- campos W_1 , W_2 y W_3 89, 94, 114-115
- CERN (Organización Europea para la Investigación Nuclear) 11-12, 87, 126, 140, 153, 156-158,
- CMS (Compact Muon Solenoid) 144, 150-151, 155
- colisionador de partículas 126, 132-133, 137, 140, 143-144
- conservación
 - de la carga eléctrica 66, 72, 82
 - de la energía 46, 60-63, 80, 83, 121
 - de la hipercarga 89
- Davisson, Clinton 31
- desintegración 52, 74, 76-77, 80-84, 88, 121, 126, 133, 136, 138, 140, 143, 147-149, 152, 155
- alfa 77
- beta 77, 81-83
- Dirac, Paul Adrien Maurice 40-41
- distribución de probabilidad 41, 44, 66
- EDC (electrodinámica cuántica) 10, 12, 62-64, 73-74, 81, 85-86, 121, 128
- efecto fotoeléctrico 31, 33
- Einstein, Albert 20, 30, 32-33, 35, 40, 61-62, 100
- electrón
 - diestro 88-93, 99, 108, 110-111, 112, 114-116
 - zurdo 86, 88-93, 99, 108, 110-112, 114-116,
- enfriamiento estocástico 126-127
- Englert, François 119, 124, 128, 156-157
- espín 97-100, 102, 108, 110, 122
- espinorial
 - campo 101, 116
 - estado 112
- Faraday, Michael 19-20, 24-25
- Fermi, Enrico 99
- Fermilab 11, 126, 132, 140
- Fermión 99-102, 104, 106-108, 111
- Feynman, Richard 10, 63, 131
- función de onda 34-35, 38, 46
- gauge
 - simetría 68, 72-73, 81, 85-86, 88-90, 112, 116, 119, 121, 125, 128, 131
 - transformación *véase*
 - transformación gauge
- Gell-Mann, Murray 120, 131
- Germer, Lester 31
- Gianotti, Fabiola 153, 156
- Glashow, Sheldon Lee 72, 85-89, 94
- Gluon 8, 49, 75, 78-79, 112, 118, 121, 132, 135-136, 143, 146-149

- Goldstone, Jeffrey 122, 124
 teorema de 122, 125
- grado de libertad 108, 111, 121, 124
- Guralnik, Gerald 119, 124, 128, 156
- h (constante de Planck) 30, 33, 36, 46-47
- hadrón 7, 143
- Hagen, Carl 119, 124, 128, 156
- Heaviside, Oliver 24
- Heisenberg, Werner 36-38, 44, 46, 49, 78, 83, 102, 134, 146
- Hertz, Heinrich 32
- Heuer, Rolf-Dieter 153, 156
- Higgs, Peter 9, 119, 124-125, 128, 153, 156-158
 bosón de 9-11, 76, 88-92, 94, 108, 111-114, 116-117, 124, 129, 131-132, 133-134, 136, 139-150, 152-153, 155-156, 158
- campo de 11-12, 53-55, 81, 90, 92, 94-95, 98-99, 108, 111-112, 114-115, 117-119, 121, 123, 129, 132, 134, 136-139, 146-149, 152, 158
- mecanismo de 9-10, 110-111, 116, 118-120, 125-126
- hipercarga 89-90, 92, 114-115
- Incandela, Joseph 8, 153, 156
- interacción
 débil 9, 44, 74-75, 80-82, 84-86, 88-89, 94-95, 99, 109, 111, 113, 116, 120, 122, 124-126, 128, 132, 134, 136, 138-140, 147, 149
 fuerte 74
- isospín 89-90, 92, 114-115
- Kaufmann, Walter 76
- Kibble, Tom 119, 124, 128, 156
- Lamb, Willis 50, 90
- Lee, Benjamin 128
- Lenard, Philipp 32-33
- LEP (Large Electron-Positron Collider) 11, 140-142, 146
- LHC (Large Hadron Collider) 7-9, 11-12, 129, 140-148, 150, 153, 155, 158-159
- Maxwell, ecuaciones de James Clerk 24-25, 28-30, 32, 38, 42, 74, 84, 107
- Millikan, Robert 33
- modelo estándar 9-13, 48, 52-53, 57, 78, 97, 110, 112, 114, 116, 130-136, 139, 141, 146, 152, 158-159
- momento
 angular 60, 62, 64
 lineal 36, 60-62, 64, 77
- muon 79-80, 92, 135, 143, 147-148, 150-151, 153, 155, 158
- Nambu, Yoichiro 120-122, 125
- neutrino 48, 78-86, 88-90, 99, 112, 134-138, 143, 148, 152, 158
- Newton, Isaac 17-20, 28, 35-36, 57-60, 66, 74
- Noether, Emmy 62-63, 66, 68, 72
 teorema de 62-63, 66, 68, 72
- paridad 86, 88
- partícula virtual 45, 78, 83, 134
- Pauli, Wolfgang 80-81, 100, 106, 111

- principio de exclusión de 106, 111
- Planck, Max 30-31, 33, 35, 41, 159
- plasma 122
- Poincaré, Henri 61
- Poisson, Siméon-Denis 19
- positrón 40, 51-52, 70, 82-83, 133, 137-139, 155
- principio
 - de conservación 46, 60-63, 66, 72, 80, 82-83, 89, 121
 - de incertidumbre 36-38, 41, 44, 46-47, 49-50, 78, 83, 102, 134, 146
 - de relatividad 8, 11, 28, 39-40, 48, 59, 62, 110, 124, 159
- quark
 - d 78-79, 84, 93, 135
 - t 79, 112, 132-136, 141, 146
 - u 79, 84, 135, 139
- Reid, Alexander 31
- Retherford, Robert 50
- Röntgen, Wilhelm Conrad 75
- Rubbia, Carlo 126-127
- ruptura espontánea de simetría 117, 120-122, 124-125, 128, 131
- Rutherford, Ernest 76
- Salam, Abdus 89, 121, 124-125, 128
- Schrödinger, Erwin 31, 34-35, 40-41
- Schwinger, Julian 10, 44, 81-86, 88, 119-120, 122, 131
- simetría 10, 53, 57-64, 66, 68, 70, 72-73, 81, 84-86, 88-90, 94, 97, 102, 112, 116-122, 124-125, 128, 131
 - gauge (*véase* gauge, simetría)
- sincrotrón 142, 144
- Soddy, Frederick 76
- superconductividad 120
- superfluidez 120
- 't Hooft, Gerard 125, 128
- tau 79-80, 92, 132, 135, 143, 147, 158
- teoría BCS 120-121
- Tevatrón 11, 140, 142
- Thomson, George 31
- Thomson, Joseph John 48
- Tomonaga, Sin-Itiro 10
- transformación gauge 68, 70, 72, 85
 - global 68, 70, 85, 125
 - local 22, 42, 68-70, 72, 85, 89, 125
- Van der Meer, Simon 126-127,
- Veltman, Martinus 125-125
- Weinberg, Steven 12, 49, 89, 122, 124-125, 128

El bosón de Higgs

El anuncio del descubrimiento del bosón de Higgs, el 4 de julio de 2012, fue recibido por la comunidad científica como la noticia más importante del joven siglo. Y no es de extrañar: su detección no solo confirmaba más allá de toda duda el modelo estándar, pilar de nuestra visión del universo, sino que representaba el triunfo de la apuesta de varias décadas por los grandes aceleradores de partículas como el LHC. De acuerdo, pero ¿cuál es exactamente su función? Nada menos que dotar de masa al resto de partículas elementales.

David Blanco es físico y escritor.